



Contraindre les distributions de partons dans les noyaux grâce au boson W produit dans les collisions pPb à 5,02 TeV avec CMS

Alice Florent

► To cite this version:

Alice Florent. Contraindre les distributions de partons dans les noyaux grâce au boson W produit dans les collisions pPb à 5,02 TeV avec CMS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2014. Français. NNT: 2014PA112339 . tel-01127110

HAL Id: tel-01127110

<https://theses.hal.science/tel-01127110>

Submitted on 7 Mar 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Comprendre le monde,
construire l'avenir®



UNIVERSITÉ PARIS-SUD

ECOLE DOCTORALE 517 :
PARTICULES, NOYAUX ET COSMOS

LABORATOIRE LEPRINCE-RINGUET

THÈSE DE DOCTORAT

DISCIPLINE : PHYSIQUE

Alice Florent

**Contraindre les distributions de partons
dans les noyaux grâce au boson W produit
dans les collisions pPb à $\sqrt{s_{NN}} = 5,02$ TeV
avec le détecteur CMS**

Soutenue le : 14/11/2014

Directeur de thèse : M. Raphaël Granier Chargé de recherche CNRS (LLR, Palaiseau)
de Cassagnac

Composition du jury :

Rapporteurs :	M. Philippe Rosnet	Professeur (LPC, Clermont Ferrand)
	M. Itzhak Tserruya	Professeur (Weizmann institute, Israel)
Examineurs :	M. Carlos A. Salgados	Professeur (U. de St Jacques de Compostelle)
	M. Bruno Espagnon	Professeur (INPo, Orsay)
	M. Bolek Wyslouch	Professeur (MIT, Boston)
	M. Paolo Giubellino	Professeur (CERN, INFN)

Laboratoire Leprince-Ringuet
route de Saclay
École polytechnique
91120 PALAISEAU Cedex

École Doctorale 517 PNC
Sylvie Loeffel
IPNO, Univ Paris-Sud, Bât. 100,
91405 Orsay

Table des matières

1	Enregistrement pour le vol $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ en collisions pPb	17
1.1	Leptons et bosons faibles	17
1.1.1	De la physique nucléaire à la physique des hautes énergies . . .	17
1.1.2	Physique des particules	19
1.1.3	Le boson W du modèle standard	22
1.1.4	Découverte des bosons faibles	25
1.2	L'énigme de l'interaction forte	27
1.2.1	Le modèle des quarks	27
1.2.2	La chromodynamique quantique (QCD)	30
1.2.3	Comportement de QCD	32
1.2.4	Confinement et déconfinement	35
1.3	Sonder la matière	37
1.3.1	Le proton vu de l'intérieur	37
1.3.2	Le plasma de quarks et de gluons	43
1.3.3	Matière nucléaire	48
1.3.4	Les W dans les collisions proton-noyau	51
2	Embarquement au point 5	57
2.1	Choisir le détecteur approprié	57
2.1.1	Les bosons faibles du LEP au LHC	57
2.1.2	Le LHC	60
2.1.3	ATLAS, LHCb et ALICE	62
2.1.4	CMS	66
2.2	Identifier le muon	69
2.2.1	Signature	69
2.2.2	Système à muons	71
2.2.3	Trajectographe	73
2.3	Détecter le neutrino indirectement	76
2.3.1	Les calorimètres	76
2.3.2	Signature du neutrino : l'énergie transverse manquante	79

3	Règles de sécurité	83
3.1	Notions utiles	83
3.1.1	Rapacité et pseudo-rapacité	83
3.1.2	Luminosité	87
3.1.3	Centralité et nombre de collisions élémentaires	88
3.2	Filtrer l'information	91
3.2.1	Déclenchement	91
3.2.2	Sélection des collisions hadroniques et sans pile-up	94
3.2.3	Collection de muons	97
3.3	Simuler la réalité	99
3.3.1	W^+ , W^- et isospin	99
3.3.2	Décalage en rapidité	100
3.3.3	Un environnement complexe	101
3.3.4	Cohérence	101
3.4	Optimiser la simulation	103
3.4.1	Ajustements	103
3.4.2	Distributions cinématiques	104
4	Décoller avec 21 119 passagers	109
4.1	Sélectionner les W via leur muon de désintégration	109
4.1.1	Qualité des muons reconstruits	109
4.1.2	Résolution et alignement	113
4.1.3	Identifier les imposteurs	114
4.2	Tirer avantage de l'énergie transverse manquante	123
4.2.1	Reconstruction de l'énergie transverse manquante	123
4.2.2	Approcher le nombre de W par la méthode des coupures	126
4.2.3	Vers l'extraction final du nombre de W	129
4.3	Extraire le nombre de W en modélisant \cancel{E}_T	130
4.3.1	Modéliser des processus électrofaibles	130
4.3.2	Modéliser le bruit de fond QCD	131
4.3.3	Le signal $W \rightarrow \mu + \nu$	133
5	Zone de turbulences	143
5.1	Corriger les pertes de W	143
5.1.1	Efficacité en fonction de la direction du proton	143
5.1.2	Efficacité par intervalle de pseudo-rapacité	145
5.1.3	Comparaison avec le méthode des sélections « exigeantes »	148
5.2	Corriger les biais de la simulation $W \rightarrow \mu + \nu$	151
5.2.1	Méthode du <i>tag</i> et de la <i>probe</i> (TnP)	151
5.2.2	Reconstruction	154
5.2.3	Identification et isolation	157
5.2.4	Déclenchement	163
5.2.5	Corriger des différences données/simulations	167
5.3	Vérifications finales	169
5.3.1	Validation de la méthode TnP	169
5.3.2	Maîtrise de l'isolation grâce aux SF	172

6	Atterrir en pays inconnu	177
6.1	Estimer les incertitudes systématiques	177
6.1.1	Normalisation électrofaible	178
6.1.2	Modélisation du bruit de fond QCD	179
6.1.3	Efficacité ϵ_{MC} et SF	181
6.2	Analyser les résultats du voyage	183
6.2.1	Sections efficaces de production	183
6.2.2	Comparaisons avec les paramétrisations	185
6.2.3	Asymétries	188
6.3	Aller plus loin	191
6.3.1	Comparaisons avec les résultats de l'expérience ALICE	191
6.3.2	Résultats en fonction de la centralité	193
	Bibliographie	201

Remerciements

La réussite d'un projet n'est possible que lorsque plusieurs actions combinées convergent. C'est un contexte, 20 % d'éducation, 20 % d'environnement, 20 % d'expérience, 20 % de rencontre et 20 % d'émotion, le tout assimilé de manière complexe et avec parcimonie (avec des fluctuations de l'ordre de 10 %).

Sont nommés dans la catégorie Education :

- pour une entrée décisive dans le monde de la physique des particules : Luis
- pour une publication et une bouteille de champagne que je n'oublierai pas : Dirk
- pour tes cours que j'ai adorés (et quelques signatures) : Elias
- pour avoir été la seule femme qui m'ait encadrée : Lamia
- pour m'avoir offert ton financement européen : Raphaël
- pour une plongée au sein de Particle Flow : Matt
- pour une invitation de trois mois à New York : le programme Alliance
- pour m'avoir offert le plus beau prix de ma carrière : le comité d'organisation de Hot Quarks 2012
- pour avoir lu mon manuscrit et corrigé patiemment mes fautes d'orthographe : Philippe R., Philippe C., Itzhak
- pour avoir accepté un voyage à Paris (et cerise sur la gâteau, faire partie de mon jury de thèse) : Bolek, Paolo, Bruno, Carlos

Le prix de la contribution décisive pour l'Education est attribué à Raphaël Granier de Cassagnac. Tu m'as permis d'exercer mes envies librement et sans controverse, appris à poser les bonnes questions, donné de judicieux conseils, formée pour devenir grande. Tu as même influencé ma culture littéraire et peut être un peu ma vision politique.

Sont nommés dans la catégorie Environnement : tout le laboratoire LLR avec en particulier :

- pour la sauvegarde de mon outil de travail : Andréa et Eric
- pour entretenir ma forme : David et nos heures de renforcement postural
- pour m'assurer le meilleur rapport qualité/prix dans les voyages : Brigitte
- pour couvrir ma collaboration secrète avec le palais de la découverte : Maité

- pour avoir une réponse à tout problème : Thu
- pour m’offrir un soutien technique et une intégration dans le monde des chercheurs par de nombreux pots : tout le groupe CMS pp : Christophe O., Alex, Pascal, Stéphanie, Yves, Claude, Florian, Philippe B., Philippe M., Ludwick, Jean-Baptiste, Olivier et les nouveaux
- pour avoir corrigé mon code une ou deux fois : Ivo, Nadir, Yacine
- pour avoir écouté mes questions et promulgué des conseils, le plus souvent lors de notre balade digestive : Pascal, Olivier, Michel, Frédéric, Berrie
- pour être devenus plus que des collègues de labo : Thomas, Benjamin, Christophe, Alex, Lamia
- pour m’avoir accueillie, guidée, entourée, écoutée, soutenue, et finir par former une fine équipe dirigée par le Général De Cavalerie : Raphaël, Matt, François, Emilien, Nicolas, Yetkin, Camélia, Stas

Le prix de la contribution décisive pour l’Environnement est attribué à Lamia Benhabib. Tu as été un élément déterminant dans mon intégration sociale et un soutien important pour mes premiers pas au sein de CMS.

Sont nommés dans la catégorie Expérience :

- pour avoir bénéficié de l’appui de CMS : Jay, Bolek, Georgios, Francesca, Christophe, Julia et tous les autres membres de CMS ions lourds
- pour m’avoir fait peu dormir pendant le run pPb : le groupe ECal
- pour m’avoir donné l’envie d’encadrer : Malin
- pour avoir collaboré en équipe et m’avoir fait confiance : Begona, Emilien, François, Lamia, Raphael, Ming, Hien, Shih-Yen
- pour avoir eu à répondre à la question suivante, « Madame, est-ce qu’un électron c’est vivant ? » : toute l’équipe du Palais de la Découverte (Kamil, Hassan, Atossa, Alain bis, Silfrido, Guillaume, Manu, Seb)

Le prix de l’Expérience est attribué au Palais de la Découverte. C’est une expérience unique qui m’a permis de développer ma créativité et mon aisance à l’oral dans un environnement très enrichissant. La vulgarisation scientifique permet de s’approprier des concepts dans un véritable souci de transmission de la connaissance.

Sont nommés dans la catégorie Rencontre :

- pour avoir initié une longue tradition de pauses café: Fany et Tania
- pour avoir soutenu mes délits au restaurant pendant la conférence QM à Annecy: Lamia, François, DDE, Christophe S.
- pour avoir partagé de délicieuses fondues: Lamia, DDE, Christophe, Fany
- pour avoir permis le début d’une histoire: les rencontres ions lourds à Etretat
- pour des dîners mémorables avec vue sur la Manche : Christophe S., Antoine, Maxime, Antonio, Stéphane, Raphaël, Christian, Lamia, Torsten, Ginés, Zaïda
- pour m’avoir fait découvrir New York: Andrej et Georgios
- pour avoir rendu Erice inoubliable: Tuva, Chumeo, Martin, Michael
- pour avoir pu marcher dans les traces de 007 et profiter des jacuzzis à Puerto Rico: Raphaël, Boris, Antoine, Andrej, Alexis
- pour avoir été mes binômes: Romain, Alexandre
- pour un voyage à Cape Town inoubliable: Lamia, DDE
- pour être plus que des théoriciens : Cyril et Stéphane

Toutes les personnes citées ci-dessus (et encore bien d'autres) ont contribué à mon juste équilibre travail/détente. Merci d'avoir été sur mon chemin. Le prix de la Rencontre est attribué à DDE et Christophe S. Avec vous j'ai appris que l'humour n'a pas d'âge!

Sont nominés dans la catégorie Emotion:

- les amis d'avant thèse (et qui le sont restés): Clément, Hélène, Manon, Camille, Delphine (ils sont peu en fait)
- les amis physiciens jeunes, compagnons d'infortune: Benjamin Q., Thomas, Marie, Tania, Fany, Matthieu, Pierre, Guillaume, Benjamin, Aurélien, Romain, Alexandre, lamia, Andrej, Antoine, Maxime, Tuva
- les amis physiciens vieux (mais qui sont quand même cool): Silfrido, DDE, Christophe S., Raphaël, François
- ma famille qui quoi qu'il arrive croit en moi (et qui m'offre des cadeaux): maman, papa, cricri, pépé, ada, Agathe, Amaury, Raoul, Hélène
- mes pièces rapportées, avec en particulier Hubert et Véronique
- mon chat qui est le seul à m'avoir supportée au quotidien

Pas de prix pour cette dernière catégorie car l'émotion ne se quantifie pas. Juste un grand merci.

Invitation au voyage

*Le sentier est unique pour tous,
les moyens d'atteindre le but varient avec le voyageur.*

Proverbe tibétain.

Il est des voyages pour lesquels aucun déplacement n'est nécessaire. Ils viennent à vous par l'expérience d'autrui. Je vous invite au travers de ce manuscrit, à voyager à bord de CMS lors de collisions proton-plomb, afin de découvrir une des dernières avancées concernant notre compréhension du noyau.

Depuis la nuit des temps, la compréhension de la matière est une problématique existentielle. C'est en 420 avant J.C que la première formulation de l'atome apparut. La matière était alors considérée comme constituée d'éléments insécables et invisibles (car trop petits) de différentes sortes. A cette époque on connaissait déjà l'or, l'argent, le soufre, le cuivre, le fer, etc. Puis les progrès de la chimie, dont l'étude commença au Moyen Age à travers les premières expériences réalisées par les alchimistes, permirent de répertorier une douzaine d'éléments en 1700, une soixantaine en 1850... La structure de l'atome n'étant pas encore connue, ces éléments étaient alors classés selon leur masse atomique (qui se définit comme un multiple de la masse d'un atome d'hydrogène) prise comme référence et leurs propriétés chimiques. En 1896, l'électron fut découvert. Il apparut alors que les atomes sont en fait constitués de particules plus petites chargées électriquement. En 1904, un premier modèle de l'atome fut proposé : une sphère remplie d'une substance électriquement positive, fourrée d'électrons négatifs. Mais en 1912, le noyau fut découvert. Au lieu de remplir la sphère de l'atome (10^{-10} mètre), les charges positives sont localisées sur des distances très compactes et forment le noyau (10^{-15} mètre). Les électrons semblent graviter autour du noyau à des distances 100 000 fois plus grandes que la taille du noyau. Entre eux il semblerait qu'il n'y ait pas de matière. Le noyau est lui aussi composite et constitué de protons chargés positivement mais également d'éléments neutres nécessaires pour justifier sa masse. Les atomes furent alors répertoriés par leur numéro atomique (et non plus masse atomique) qui correspond au nombre de protons contenus dans le noyau.

La physique moderne a établi que les protons et les neutrons ne sont pas non plus élémentaires. Ils sont constitués principalement de quarks et de gluons que l'on dénote

par un terme global, les partons. Depuis les années 1970, des expériences sondent l'intérieur des protons et des neutrons en les bombardant avec des particules élémentaires (par exemple l'électron) ou bien entre eux. Lors d'un processus énergétique, c'est en général un seul parton qui intervient et il est ainsi possible de déterminer la probabilité de trouver un parton portant une certaine fraction d'énergie. Grâce aux mesures expérimentales, ces probabilités ont pu être établies, puis extrapolées dans des régions d'énergie encore non mesurées grâce à des modèles. Dans ce manuscrit, nous nous intéressons aux protons (et aux neutrons) contenus dans les noyaux. Il est possible que l'environnement nucléaire modifie les probabilités de densités de partons par rapport à celles obtenues lors des collisions proton-proton. Pour obtenir une estimation de ces effets nucléaires, nous nous intéressons en particulier aux mesures des sections efficaces des bosons W produits lors des collisions proton-plomb. Cette particule, qui provient au premier ordre de la fusion d'un quark (de valence) et d'un antiquark (de la mer), permet de sonder des modifications nucléaires pour ces deux types de partons, en particulier les quarks de valence à des énergies encore non explorées. L'autre avantage du boson W est de se décliner sur deux charges, W^+ et W^- , qui sont produits par des saveurs de quarks différentes. Ces mesures sont les premières permettant de distinguer des différences de modification nucléaire en fonction de la saveur des quarks. Des variations de leur taux de production, vis-à-vis des collisions proton-proton (et proton-neutron) où aucun milieu nucléaire n'est présent, seraient synonymes de modifications nucléaires. Cependant, nous verrons que les sections efficaces ne sont pas les observables les plus sensibles aux modifications nucléaires. Pour obtenir plus de sensibilité, il faut construire des observables (des asymétries) faisant ressortir les différentes contributions des partons en jouant sur des différences de W^+ et W^- en fonction de la fraction d'impulsion portée (expérimentalement nous mesurons la pseudo-rapacité du muon de désintégration). Dans le cadre de cette thèse la découverte/caractérisation de ces effets nucléaires se met en perspective des collisions noyau-noyau au sein desquelles un nouvel état de matière apparaît (le plasma de quarks et de gluons). La pertinence de sa caractérisation dépend des effets nucléaires présents et il est très important de pouvoir se reposer sur des conditions de collisions initiales maîtrisées et surtout connues.

Le dernier chapitre de ce manuscrit présente les sections efficaces de production obtenues pour les W^+ et les W^- en fonction de la pseudo-rapacité des leptons et pour les deux canaux de désintégrations : $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ et $W \rightarrow e + \nu_e$. Les résultats obtenus sont combinés afin de diminuer les incertitudes et pouvoir obtenir des comparaisons plus précises avec les modèles (au total nous détectons environ 40 000 bosons W), qui prennent en compte des modifications nucléaires, ou non. Quatre asymétries sont ensuite construites afin de pouvoir sonder différents partons et mettre en avant les effets nucléaires. Les cinq premiers chapitres exposent tous les ingrédients indispensables à la mesure des sections efficaces pour le canal muonique. Il s'agit du canal que j'ai personnellement étudié. Tout d'abord, afin de vous préparer au mieux à ce voyage je vous propose lors de *l'enregistrement* dans le chapitre 1, un résumé des avancées scientifiques, allant de la découverte du neutron en 1932 jusqu'aux mesures réalisées en collisions proton-plomb. Puis, nous *embarquerons* à bord de CMS dans le chapitre 2 dans lequel les sous détecteurs nécessaires à la détection du processus $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ sont détaillés. Une fois bien installé le passage obligé des *consignes de sécurité* arrive : les notions techniques liées à cette analyse, ainsi que les détails de la production des simulations sont exposés au chapitre 3. Arrive enfin le *décollage* avec le chapitre 4. L'intégralité de la démarche d'identification et

d'extraction du signal $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ est reportée. Le nombre de W^+ et W^- extrait des données proton-plomb doit ensuite être corrigé des pertes d'efficacités. Il s'agit des *zones de turbulences* rencontrées pendant cette analyse, mentionnées dans le chapitre 5. Une fois le nombre de W obtenu et les corrections en efficacité appliquées, tous les ingrédients nécessaires à l'élaboration des sections efficaces sont connus et les résultats sont alors accessibles dans le chapitre 6. *L'atterrissage* s'effectue en douceur mais avec de belles surprises.

Avant de vous délivrer un billet pour ce voyage, il me faut aborder un dernier point. Cette analyse du W en collisions proton-plomb est le fruit du travail de huit expérimentateurs et d'un théoricien associé à CMS. Cette collaboration atypique a permis de donner une profondeur phénoménologique à cette analyse. J'ai étudié le canal muonique avec trois autres personnes (mentionnées avec parcimonie dans ce manuscrit) en contribuant personnellement à toutes les étapes de cette analyse de manière déterminante. J'ai par exemple réalisé toutes les simulations de l'analyse (chapitre 3) ainsi que vérifié l'application et les effets de chacun des filtres choisis. De même, j'ai établi l'identification des muons, l'extraction par la méthode des sélections dites « exigeantes » ainsi que la détermination du bruit de fond QCD dans la méthode de la modélisation de l'énergie transverse manquante (chapitre 4). Mais également tous les calculs d'efficacités et les facteurs correctifs que nous nommons « Scale Factor » (chapitre 5). En revanche, les ajustements de l'énergie transverse manquante (chapitre 4) et la combinaison des résultats (chapitre 6) ne sont techniquement pas de mon fait.

D'autres parts, j'ai eu la chance de participer à la prise de données proton-plomb en tant que responsable du détecteur électromagnétique. Cette expérience a été très enrichissante d'un point de vue technique mais pas seulement. L'intégration dans une collaboration telle que CMS passe aussi par ces prises de risques. De plus, j'ai eu la chance d'encadrer une stagiaire pendant quatre mois, qui a activement participé à l'étude de l'isolation en collisions proton-plomb. Mon travail effectué sur l'énergie transverse manquante en collisions plomb-plomb m'a permis de maîtriser techniquement les outils (en particulier l'algorithme de Particle Flow) qui s'avèrent nécessaires dans cette analyse du W en collisions proton-plomb. Ces connaissances et prises de responsabilité m'ont permis de m'imposer assez naturellement comme responsable d'analyse.

En effet, en plus de ce rôle d'analyste principale pour le canal muonique, je suis responsable au sens de CMS (contact person) de cette analyse et ce, pour les deux canaux. J'ai donc dû organiser l'analyse, m'assurer de la cohérence des résultats, suivre chaque étape, traquer la moindre erreur, défendre l'analyse devant la collaboration. Je souligne également que chaque étape cruciale (comme le calcul des efficacités) a toujours été calculée par aux moins deux personnes pour garantir la véracité des résultats. J'ai donc également vérifié la plupart des résultats électrons dont les détails ne sont pas fournis dans ce manuscrit.

De mon point de vue cette analyse ne se résume pas seulement aux résultats obtenus. En coulisses se cache une expérience humaine incroyable, la cohésion d'une équipe qui m'a soutenue et fait confiance.

- 1.1 Leptons et bosons faibles
- 1.2 L'énigme de l'interaction forte
- 1.3 Sonder la matière

Enregistrement pour le vol $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ en collisions pPb

*La connaissance s'acquiert par l'expérience,
tout le reste n'est que de l'information.*

A.Einstein.

L'enregistrement est une étape dont beaucoup de passagers se passeraient, en particulier pour les destinations lointaines et exotiques, pour lesquelles il est suggéré d'arriver à l'aéroport plusieurs heures avant l'embarquement...

1.1 Leptons et bosons faibles

Le contrôle du billet et des papiers d'identité (sans parler de la pesée de la valise, qui le plus souvent réserve des sueurs froides aux passagers) est le passage obligé pour embarquer, l'initiation nécessaire à l'envol. Cette étape peut prendre plusieurs heures, en fonction de la destination. Je vous propose donc de débiter ce manuscrit par l'enregistrement de toutes les particules participant au processus $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ en s'attardant sur l'évolution de la physique moderne qui a permis leur avènement.

1.1.1 De la physique nucléaire à la physique des hautes énergies

La physique nucléaire du début du XX^{ème} siècle ouvre deux aires de recherche principales : l'étude du noyau (découvert en 1912) et la compréhension de la radioactivité β (observée le 1^{er} mars 1896). La première donnera lieu à la découverte de la force forte et la seconde à la découverte de l'interaction faible. Ces deux interactions, aujourd'hui qualifiées de fondamentales au côté de la force électromagnétique et de la gravité (toutes deux déjà connues à cette période), sont au cœur de la physique moderne et responsables des processus étudiés dans ce manuscrit. La physique nucléaire a évolué en physique des hautes énergies avec la découverte de nouvelles particules, absentes de la matière ordinaire, dans les rayons cosmiques.

Depuis les découvertes de l'électron (en 1886) et des protons¹ dans les atomes, les moyens de sonder la matière se sont développés. Mais le neutron, particule de charge électrique nulle reste difficile à détecter (la seule interaction bien connue à cette époque est l'interaction électromagnétique qui agit uniquement sur les particules chargées) et passe inaperçue jusqu'en **1932**. Suite à différentes tentatives de bombardement d'atomes avec des particules α ², c'est finalement la réaction ${}^4\text{He} + {}^9\text{Be} \rightarrow {}^{12}\text{C} + n$ qui confirme l'existence du neutron (n) [1]. Une image plus claire de l'atome se matérialise : le noyau est constitué de deux types de nucléons, des protons chargés positivement et des neutrons électriquement neutres. En orbite, gravitent autant d'électrons qu'il y a de protons. Une force nucléaire devrait alors exister entre les nucléons, plus forte que la répulsion électrostatique entre protons, afin de maintenir la cohésion du noyau. Ce développement de la physique nucléaire amène la prédiction des pions en **1935** [2]. Cette force, appelée forte, serait portée par des particules de masses intermédiaires appelées mésons et qui lieraient les protons et les neutrons du noyau. Le pion, ou méson π , est alors prédit avec une masse proche de $100 \text{ MeV}/c^2$, comme médiateur de l'interaction forte.

En parallèle de ces avancées sur la structure du noyau et de l'interaction forte, la physique des hautes énergies se développe. Avant la construction des accélérateurs, la découverte de nouvelles particules repose sur l'étude des rayons cosmiques. Leur grande énergie permet de créer diverses particules secondaires lors de leur interaction avec la matière. Les détecteurs utilisés sont alors des chambres à brouillard³ installées en hauteur, afin d'optimiser le flux de rayons cosmiques détectés. En **1933** la première antiparticule est découverte dans l'étude des rayons cosmiques [3]. Sa masse est égale à celle de l'électron mais sa trace laissée dans la chambre est courbée dans le sens opposée, indiquant que sa charge électrique est positive. Il s'agit du positron⁴.

Avec la découverte du neutron et l'existence du positron, la désintégration β ⁵ est repensée. En effet, la radioactivité β est connue depuis 1899 (distinction α/β) mais les scientifiques observent une perte d'énergie, non expliquée, dans l'état final [4]. C'est en **1934** qu'une théorie est formulée pour l'expliquer : l'émission d'une particule neutre très légère et indétectable directement, le neutrino [5]. La radioactivité β se comprend comme la transformation d'un neutron en proton avec, en plus de

1. Le proton fut découvert en tant que tel en 1919 mais il était déjà soupçonné depuis 1896 comme étant responsable de la charge positive du noyau.

2. Il s'agit en fait d'atome d'hélium ayant perdu deux électrons. Ils proviennent de la désintégration spontanée de noyaux lourds.

3. La première chambre à brouillard fut créée en 1911. Elle contient des vapeurs d'alcool ou d'eau qui sont mises en sursaturation soit par piston, soit par refroidissement de l'enceinte. Sous l'effet d'une particule chargée le gaz s'ionise et la vapeur instable se transforme en gouttelettes le long de son passage, laissant ainsi la trajectoire de la particule visible. Pour déterminer la charge de la particule la chambre est plongée dans un champ magnétique.

4. Avec le développement de la relativité restreinte, il devient important de considérer des systèmes où les lois physiques sont les mêmes en n'importe quel point de l'espace-temps. Pour que le système décrivant les propriétés de l'électron soit invariant par transformation de Lorentz, la mécanique quantique relativiste de l'électron est développée et en 1931, l'existence de son antiparticule, le positron, est prédite.

5. La radioactivité β est observée lors de la conversion d'un noyau en un noyau ayant un proton en plus, avec émission d'un électron. Un exemple de désintégration β est la conversion d'un atome de cobalt en nickel : ${}^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\text{Ni} + e^-$

l'électron émis, un antineutrino électronique

$$n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e, \quad (1.1)$$

mais également comme la transformation inverse d'un proton en neutron s'accompagnant d'un positron et d'un neutrino électronique :

$$p \rightarrow n + e^+ + \nu_e \quad (1.2)$$

Il s'agit de la première formulation de l'interaction faible.

Remarque : L'existence formelle du neutrino ne sera prouvée qu'en **1956** [6]. Des antineutrinos provenant d'un réacteur nucléaire réagissent avec un proton pour créer un neutron et un positron :

$$\bar{\nu}_e + p \rightarrow n + e^+ \quad (1.3)$$

L'annihilation du positron avec un électron et la capture du neutron par un noyau choisi, en coïncidence, sont la signature de l'antineutrino. Six ans plus tard, le neutrino muonique est distingué du neutrino électronique dans des désintégrations de pions [7].

L'étude des rayons cosmiques se poursuit et le muon est observé en **1936** [8]. Il a la même charge que l'électron mais une masse plus grande. Au départ, les scientifiques pensaient que cette nouvelle particule, appelée muon de nos jours, était en fait le pion (π) prédit à $\sim 100 \text{ MeV}/c^2$. Cependant, les scientifiques soupçonnèrent assez vite que cette particule ne pouvait être le π car le muon traverse la matière sans s'arrêter. Or, s'il est l'intermédiaire de la force forte, il doit interagir avec la matière. A l'époque, les constituants fondamentaux de la matière connus sont le proton, le neutron et l'électron. Cette nouvelle particule, qui interagit différemment des autres était complètement inattendue et laisse les physiciens quelque peu perplexes. Ce n'est que onze ans plus tard que les scientifiques comprirent qu'il existe en fait deux particules distinctes, le pion prédit et le muon inattendu (les muons peuvent provenir de la désintégrations d'un pion). Le véritable méson π est observé en **1947** [9], lui aussi dans les rayons cosmiques. Le muon est classé dans une catégorie de particules différente appelée plus tard leptons.



Le muon a une durée de vie très courte (environ $2 \mu\text{s}$) dans son propre référentiel. Cependant, dans les accélérateurs de particules (et dans les rayons cosmiques), les muons ont une vitesse ultra-relativiste. Il vivent suffisamment longtemps pour voyager jusqu'au détecteur (60 mètres en moyenne pour une vitesse $c/10$).

1.1.2 Physique des particules

La physique que nous observons est décrite par différents formalismes mathématiques. L'une des plus belles démonstrations de ce phénomène, ce sont les lois de symétrie de l'univers. Une symétrie observée peut se décrire mathématiquement et c'est à partir de règles fondamentales de symétrie que la compréhension des interactions faible et forte se développe.

Pour approfondir les théories des interactions faible et forte, il faut observer en abondances des processus de grande énergie. Au début des années 50, l'étude des rayons cosmiques montre ses limites et les premiers accélérateurs de particules se développent. Dès **1930** des petits accélérateurs apparaissent [10]. L'énergie transmise aux particules est fournie par l'augmentation de la tension électrique. Les premiers accélérateurs sont des multiplicateurs de tension qui utilisent des condensateurs et atteignent 1,5 MV. Puis, l'idée d'accélérer les particules par à-coups successifs, et non pas en une seule fois comme c'est le cas avec des condensateurs, semble répondre aux besoins toujours croissants en énergie. C'est l'apparition des cavités radio-fréquence, aujourd'hui encore utilisées dans nos grands accélérateurs de particules tel que le Large Hadron Collider (LHC) (Cf. 2.1.2). A partir de **1946** les premières collisions de protons voient le jour, notamment à Berkeley et à Brookhaven. Les pions π et d'autres mésons⁶ sont abondamment produits et étudiés afin de poursuivre les résultats déjà très prometteurs obtenus avec les rayons cosmiques [11].

Or, depuis la découverte des pions π , les scientifiques ont des doutes sur les propriétés de l'interaction faible [12] qui est responsable de certaines désintégrations suspectes. Deux particules très similaires semblent se désintégrer en des modes de parité opposée, laissant supposer que l'interaction faible viole la symétrie de parité⁷. La parité transforme un processus physique en son image inversée. Elle prédit, par exemple, qu'une molécule et son image dans un miroir ont la même probabilité de se synthétiser lors de réactions chimiques. La symétrie de parité s'est vérifiée très vite sur les transformations électromagnétiques, elle est d'ailleurs au cœur des règles de transitions de niveaux atomiques permis aux électrons. Cette symétrie est l'une des plus fondamentales de l'espace-temps. Se pourrait-il que l'interaction faible ne conserve pas une symétrie aussi fondamentale? L'engouement pour cette question est tel que deux théoriciens, Yang et Lee, affirment d'ailleurs dans leur papier en **1956** : *To decide unequivocally whether parity is conserved in weak interactions, one must perform an experiment to determine whether weak interactions differentiate the right from the left* [13]. L'expérience proposée s'axe autour de la désintégration β du cobalt 60 [14] et réalisée dès **1957** :



Le cobalt 60 se polarise (les atomes sont d'abord refroidis puis soumis à un champ magnétique qui oriente leur spin) et les électrons provenant de sa désintégration β sont émis selon l'axe du spin. Si la parité est respectée par l'interaction faible, alors le nombre d'électrons détectés doit être identique de part et d'autre du plan perpendiculaire au spin du cobalt. Or, plus d'électrons sont trouvés dans la direction opposée au spin du cobalt. C'est la preuve que l'interaction faible privilégie des directions spatiales en fonction de l'orientation du spin de la particule et viole ainsi la parité. Si l'expérience n'a pas démontrée une violation maximale de la parité c'est parce que tous les atomes n'étaient pas correctement polarisés à cause du réchauffement du cobalt. Sinon, tous les électrons auraient été émis à l'opposé de la direction du spin.

6. Les mésons sont des particules de matière constituées d'un quark et antiquark, comme nous le verrons en 1.2.1.

7. le méson τ qui se désintègre en trois π et le méson Θ en deux π . Il s'agit en fait de la même particule appelée plus tard kaon [12] dont les désintégrations par interaction faible ne respectent pas la conservation de la parité.

Dans les mois qui suivirent cette expérience, les physiciens se demandèrent ce qui pouvait sous-tendre l'asymétrie observée. Rien dans le comportement des électrons ne pouvait l'expliquer. Il fallut donc développer les propriétés du neutrino. Le résultat de cette expérience peut se comprendre si les neutrinos sont d'hélicité⁸ gauche et les antineutrinos d'hélicité droite. La figure 1.1 schématise la notion d'hélicité d'un objet [15]. Pour une particule, l'analogie correspondant au vecteur de rotation $\vec{\Omega}$ est l'orientation du spin. Les antineutrinos produits lors de la désintégration β du cobalt sont d'hélicité droite et donc dirigés dans le sens d'orientation du spin. L'électron est par conséquent dirigé de l'autre côté et a donc une hélicité gauche.

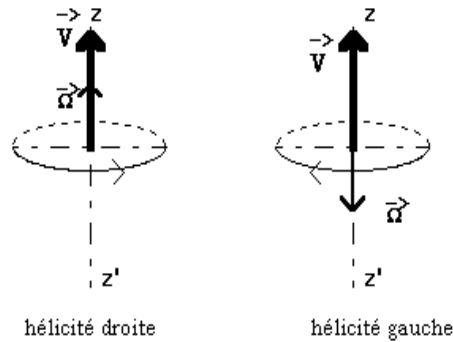


FIGURE 1.1 – Représentation d'un objet possédant une certaine vitesse et un sens de rotation Ω (analogue de l'orientation du spin d'une particule). À gauche si Ω est dans la même direction que la vitesse alors l'objet est d'hélicité droite et se déplace vers le haut de l'axe z (axe de la polarisation du spin dans l'expérience précédente) en formant une ellipse dans le sens anti-horaire. Un objet d'hélicité gauche se déplace en formant une ellipse dans le sens horaire, comme une vis.



Jusqu'à cette expérience, aucune particule n'avait manifesté une préférence d'hélicité. Les particules massives peuvent en fait changer d'hélicité puisqu'il suffit de changer le sens de leur impulsion, typiquement par un boost de Lorentz. L'hélicité de la particule n'est pas un invariant de Lorentz. Mais, une particule de masse quasiment nulle (qui par conséquent voyage presque à la vitesse de la lumière) garde toujours la même hélicité car elle va trop vite pour être modifiée. Son hélicité est un invariant de Lorentz et devient une caractéristique propre de la particule. Pour les particules non-massiques l'hélicité se confond avec la chiralité^a.

^a. Toutes les particules ont une chiralité et sont dites gauches ou droites.

Les neutrinos interagissent uniquement par interaction faible et leur propriété d'hélicité proviendrait donc des caractéristiques même de cette interaction. Ces découvertes amenèrent la nécessité de repenser l'interaction faible en y introduisant le concept de chiralité [16], [17]. L'interaction faible agit uniquement sur les particules de chiralité gauche et les antiparticules de chiralité droite. La transformation de parité inverse l'impulsion mais l'orientation du spin n'est elle pas affecté (uniquement sa projection le long de l'impulsion change de signe si l'axe de l'impulsion est renversé). L'image par parité d'une particule gauche est donc cette même particule mais avec une chiralité droite. L'interaction faible viole donc maximale-ment la parité. D'autre part, les théoriciens sont faces à des divergences dans les calculs de

8. L'hélicité d'une particule est définie comme étant la projection du spin le long de son impulsion.

l'interaction faible autour de 100 GeV. Ils commencent à imaginer que la force faible pourrait être une interaction véhiculée par des intermédiaires massifs et non pas une force ponctuelle comme on le pensait jusqu'à lors. Ces intermédiaires agiraient uniquement avec les particules gauches et antiparticules droites.

1.1.3 Le boson W du modèle standard

Plus les scientifiques avancent dans la compréhension des lois de l'univers, plus ils ont besoin de s'appuyer sur les théories sous-jacentes. Très vite, les formalismes mathématiques s'avèrent être très puissants. La prédiction des intermédiaires massifs de l'interaction faible est une théorie qui va précéder l'expérience de plusieurs années. Il s'agit d'intuitions mathématiques pouvant décrire l'essence de la réalité, que l'expérience vérifie une fois formulées.

Avant de décrire conceptuellement l'interaction faible du modèle standard (MS), attardons nous un peu sur la notion de symétrie de jauge et sur la théorie moderne de l'électrodynamique quantique (QED). Les symétries de jauge⁹ sont à la fois internes au système, car elles sont reliées à des nombres quantiques internes comme la charge, mais dépendent aussi de l'espace-temps. En demandant à la phase de dépendre de l'espace-temps, c'est à dire en demandant une invariance de jauge locale, les médiateurs de l'interaction sont générés. Prenons l'exemple de la translation. Si l'on prend un ruban auquel nous appliquons une translation locale, qui dépend donc du point d'application, alors le ruban se déforme. Pour que le ruban soit invariant sous cette transformation il faut générer des forces afin de compenser cette déformation. Nous comprenons donc qu'imposer l'invariance de jauge locale génère nécessairement une interaction. En théorie quantique des champs, ce sont les médiateurs de l'interaction (les bosons de jauge) qui sont générés de cette manière.

Prenons l'exemple de QED [18]. L'équation de Schrödinger pour une particule de spin nul et de charge q , à laquelle le terme d'interaction est enlevé, s'exprime comme :

$$\frac{1}{2m}(-i\hbar\vec{\nabla})^2\psi = i\hbar\frac{\delta\psi}{\delta t} \quad (1.5)$$

Elle n'est pas invariante sous la transformation de jauge locale :

$$\psi' = e^{i\alpha(x,y,z,t)}\psi \quad (1.6)$$

Cette transformation possède une seule dimension (α est ici ponctuel et non pas un vecteur) et est dite transformation de jauge locale U(1) (1 pour une dimension et U pour unitaire d'après les groupes d'algèbre de Lie). Il est nécessaire d'introduire le terme d'interaction comprenant les potentiels vecteurs et scalaires (\vec{A}, A_0) des équations de Maxwell [19] afin d'obtenir l'invariance de jauge de l'équation 1.5, qui devient :

$$\left[\frac{1}{2m}(-i\hbar\vec{\nabla} - q\vec{A})^2 + qA_0 \right] \psi = i\hbar\frac{\delta\psi}{\delta t} \quad (1.7)$$

En théorie quantique des champs (\vec{A}, A_0) représente le photon qui est généré par l'invariance des lois physiques sous la transformation de jauge locale. A toute symétrie correspond une quantité conservée et il y en a autant que de générateurs de

9. Une symétrie de jauge correspond à l'invariance d'un système physique sous l'action d'un groupe de symétrie

l'interaction. En QED la quantité qui est conservée est la charge de l'interaction électromagnétique.

L'interaction faible est invariante par rotation dans un espace abstrait, l'isoespace faible. La transformation de jauge associée est la rotation dans l'isoespace suivant un groupe de symétrie SU(2) (spécial unitaire de dimensions 2). La charge conservée est l'isospin faible, noté \vec{T} . Pour un formalisme SU(2), nous avons $\vec{T} = 1/2$ et sa troisième coordonnée, T_3 , peut prendre la valeur des états propres, $+1/2$ ou $-1/2$. L'analogie avec la moment cinétique \vec{J} d'un objet conservé par rotation, est tout à fait adéquate. Les trois composantes du vecteur \vec{T} , et donc par voie de conséquence sa troisième coordonnée, sont conservées par l'interaction faible. Pour une symétrie de type SU(2) il existe trois générateurs de l'interaction $((\text{dimension})^2 - 1)$ qui conduisent à trois médiateurs qui véhiculent l'interaction faible. Ces trois médiateurs de champs faibles sont dénotés W_1 , W_2 et W_3 , équivalents au photon pour QED, et servent à passer d'une dimension à l'autre. Pour être plus clairs prenons des exemples concrets. L'électron est associé à son neutrino, de la même manière que le muon est associé au sien. L'électron et le muon ont une valeur $T_3 = -1/2$ et les neutrinos une valeur $T_3 = +1/2$. Nous sommes en présence de deux doublets (e^-, ν_e) et (μ^-, ν_μ) d'isospin faible. Le muon absorbe W_1 pour ensuite devenir son neutrino associé ν_μ :

$$\mu^- + W^+ \rightarrow \nu_\mu \quad (1.8)$$

Par convention, et pour conserver la charge et l'isospin faible, W_1 devient donc le boson W chargé positivement et d'isospin faible 1. Nous pouvons observer le même processus pour les antiparticules, sachant que leur valeur de T_3 est l'opposée de celle des particules :

$$\mu^+ + W^- \rightarrow \bar{\nu}_\mu \quad (1.9)$$

W_2 devient donc le boson W chargé négativement et d'isospin faible -1 .



W^+ et W^- interagissent uniquement avec des particules gauches ou des antiparticules droites. Les particules droites et les antiparticules gauches ont une valeur de T_3 nulle (convention) ce qui empêche toutes interactions avec W^+ et W^- (par conservation d'isospin faible).

L'interaction faible agit également sur les quarks (constituants élémentaires, Cf. 1.2.1) gauches et les antiquarks droites. Les couples de quarks (u, d) et (\bar{u}, \bar{d}) sont des doublets d'isospin faible et les particules sont équivalentes du point de vue de l'interaction faible. Le quark d peut absorber un W^+ , ou émettre un W^- , pour devenir un quark u :

$$\begin{cases} d + W^+ \rightarrow u \\ d \rightarrow u + W^- \end{cases} \quad (1.10)$$

Le W^- émis se désintègre très vite car il est supposé très massif. Par exemple à travers le processus $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$.

Il reste un dernier médiateur, W^3 , qui est neutre soit W^0 . Il ne semble pas, à première vue, participer à l'interaction faible. Ces considérations poussent à comparer ce champ neutre W^0 au photon de l'électromagnétisme, également neutre mais qui ne différencie pas les particules gauches et droites. Ainsi en **1968**, la théorie des interactions électromagnétique et faible apparue sous le formalisme de l'interaction électrofaible [20], [21], [22]. Cette interaction née du couplage de la symétrie SU(2) d'isospin faible avec la symétrie U(1) de l'hypercharge faible (Y_w). La charge électrique (q) devient, sous la réunification des deux forces, l'hypercharge définie selon la relation suivante :

$$Y_w = 2(q - T_3) \quad (1.11)$$

A travers ce groupe de symétrie, les quantités conservées par toutes interactions électrofaibles sont l'isospin faible et l'hypercharge faible.

Les quatre champs de l'interaction électrofaibles proviennent des trois champs faibles (W^+ , W^- , W^0) et de U(1). Les champs W^+ et W^- correspondent aux deux champs faibles précédents mais les champs W^0 et celui de l'électrodynamique sont mélangés. Ce mélange donne lieu à deux nouveaux champs : le champ du photon, qui ne se couple pas au neutrino et ne différencie pas les particules gauches et droites et le champ Z qui se couple aux particules gauches (et antiparticules droites) de manière faible :

$$Z \rightarrow \mu^+ + \mu^- \quad (1.12)$$

Cependant, la portée de l'interaction faible (10^{-18} mètre) est beaucoup plus courte que celle de l'électromagnétisme, qui est elle infinie. Cela sous-entend que les bosons médiateurs faibles sont très massifs. Les physiciens tombent alors dans un paradoxe. Si un terme de masse est introduit dans les équations régissant le comportement des champs (Lagrangien) afin de prendre en compte cette caractéristique du système, alors le système perd son invariance. La solution à ce problème est de considérer une brisure spontanée de la symétrie. Cela signifie, que les lois sous-jacentes du système sont invariantes sous SU(2)⊗U(1) mais que dans une certaine réalisation, la symétrie n'est plus respectée. Lorsque la symétrie de jauge existante est brisée alors les bosons faibles acquièrent leur masse. Ce mécanisme de brisure de symétrie s'explique par la théorie du champs de Higgs proposé en 1964 [23], [24]. Il faut imaginer un champs qui ne soit ni un champ de jauge, ni un champ de matière, et qui interagit avec des particules par interaction électrofaible. Ce champ a quatre composantes et lorsqu'il atteint son potentiel minimum (son état fondamental), c'est-à-dire correspondant à la valeur du champs dans le vide, il brise spontanément l'invariance de l'interaction électrofaible. Des fluctuations quantiques existent autour de son état fondamental et interagissent avec les champs faibles, faisant apparaître de l'énergie du vide, de la masse.

Dans le modèle standard, le boson Higgs se couple avec toutes les particules pour leur donner une masse, selon un couplage gauche/droite. C'est-à-dire qu'il donne une masse à la fois aux particules gauches et aux particules droites.



Plus précisément trois des quatre composantes du champ de Higgs se mélangent aux trois champs faibles et les bosons W^+ , W^- et Z acquièrent leur masse. Plus la particule réagit avec le champ de Higgs, plus la masse acquise est lourde. Autrement dit, la masse des particules n'est pas une propriété intrinsèque mais plutôt une mesure de cette interaction. La quatrième composante du champ de Higgs se matérialise en un boson scalaire massif, le boson de Higgs ^a.

a. Découvert par les expériences ATLAS et CMS en 2012.

1.1.4 Découverte des bosons faibles

Pendant dix ans le modèle standard s'est construit mais il fallut des preuves expérimentales pour le confronter. Le premier point à vérifier est l'existence du médiateur neutre (également appelé courant) de l'interaction faible. Avec les courants chargés W , les neutrinos sont toujours couplés avec leur lepton et la diffusion des neutrinos (ou antineutrinos) sur des noyaux (N) s'exprime selon [25] :

$$\begin{cases} \nu_e + N \rightarrow e^- + X \\ \bar{\nu}_e + N \rightarrow e^+ + X \end{cases} \quad (1.13)$$

Le courant neutre induirait un processus où le neutrino interagit seul (sans son lepton associé) :

$$\begin{cases} \nu_e + N \rightarrow \nu_e + X \\ \bar{\nu}_e + N \rightarrow \bar{\nu}_e + X \end{cases} \quad (1.14)$$

où X représente un ensemble de hadrons. Une chambre à bulles, Gargamelle, a été utilisée pour la détection de ces courants neutres [26]. Les faisceaux de neutrino sont produits au proton synchrotron du CERN et orientés dans la direction de la cuve de liquide lourd de Gargamelle (les 12 m³ de la cuve représentent une cible de 18 tonnes). Les réactions neutres ci-dessus ont été découvertes en **1973**. Il ne s'agit là que de courants virtuels¹⁰. C'est dix ans après la découverte des courants neutres que les bosons W et Z ont été observés au super proton synchrotron (SPS) du CERN.

10. Dans le cadre d'une interaction les bosons de jauge sont émis et toujours absorbés. Ils sont dits virtuels et par conséquent médiateurs de l'interaction. En revanche, il est possible de les observer en temps que particule réelle lorsqu'ils acquièrent une masse, par exemple lors de l'annihilation d'une paire (e^+ , e^-).



Le SPS est un accélérateur proton-antiproton ($p\bar{p}$) qui délivrait une énergie dans le centre de masse de 540 GeV, seuil suffisant pour observer des bosons W dont la masse prédite est de $82,0 \pm 2,4 \text{ GeV}/c^2$ [27]. En mars 1973 deux expériences du SPS, UA₁ et UA₂, ont découvert le boson W à travers la fusion d'un quark et d'un antiquark suivie de sa désintégration en deux corps :

$$\begin{cases} u + \bar{d} \rightarrow W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e \\ d + \bar{u} \rightarrow W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \end{cases} \quad (1.15)$$

Le neutrino est reconstitué via l'énergie transverse manquante (Cf. 2.3.2). La figure 1.2 représente la distribution de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie de l'électron. Une fois les jets^a rejetés (ils constituent le bruit de fond dominant), six candidats W sont extraits. La masse transverse (Cf. 4.2) (m_T) du boson W peut être reconstruite et une limite sur sa masse peut être fixée puisque $m_W \geq m_T$ (Cf équation 4.2). L'expérience UA₁ obtient $m_W \geq 74 \pm 4 \text{ GeV}/c^2$ [28]. En extrapolant le déséquilibre observé dans le plan transverse entre l'énergie de l'électron et du neutrino (qui devrait être équivalente si le W ne possède aucune accélération longitudinale), à la masse transverse du W , il est possible d'obtenir une mesure de sa masse invariante : $m_W = 81 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$, conforme à la prédiction du MS. De 1989 à 1998 les propriétés du boson W sont déterminées expérimentalement et une mesure précise de la masse est communiquée (Cf.2.1.1).

^a. Un jet est une gerbe d'hadrons provenant de la fragmentation originelle d'un quark ou d'un gluon (Cf. 1.2.3).

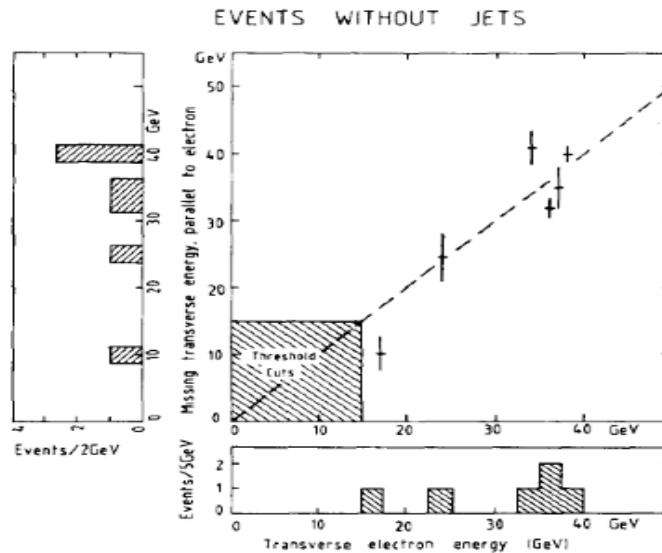


FIGURE 1.2 – Energie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron, pour les six événements reconstruits par l'expérience UA₁. Les coupures cinématiques de l'analyse sont représentées par le cube grisé de 0 à 15 GeV. Les événements avec des jets ont été rejetés. Ils sont représentés par les histogrammes grisés de part et d'autre de la distribution [28].

Synthèse

- 1) L'évolution naturelle de la physique nucléaire amena les physiciens à formuler l'existence de deux nouvelles forces : l'interaction forte existant au sein des noyaux est supposée agir entre les protons et les neutrons et l'interaction faible responsable de la désintégration β . Le muon fut observé en 1936 dans les rayons cosmiques.
- 2) Le neutrino dont l'existence est postulée dans la théorie faible de la désintégration β , est caractérisé comme existant uniquement sous hélicité gauche. Il interagit uniquement par force faible qui est la seule interaction à différencier les particules gauches des particules droites.
- 3) L'interaction faible du MS se transmet par trois médiateurs, W^+ , W^- , Z . Dans le cadre du MS elle est mélangée à l'interaction électromagnétique pour former l'interaction électrofaible. La brisure spontanée de cette interaction par le champ de Higgs confère aux bosons faibles leur lourde masse.
- 4) Gargamelle découvrit les bosons Z virtuels en 1973 à travers des diffusions de neutrinos puis en 1984 le boson W fut découvert (ainsi que le Z) dans son canal de désintégration électronique. Sa masse est alors estimée à $m_W = 81 \pm 5 \text{ GeV}/c^2$.

1.2 L'énigme de l'interaction forte

Une fois les contrôles d'identité effectués, les passagers doivent passer le contrôle de sécurité. Les passagers et les bagages sont scrutés afin d'identifier toute anomalie ou objet suspect. Je vous propose de découvrir l'intérieur de la matière, de comprendre les objets auxquels nous allons nous confronter dans la suite de ce manuscrit et surtout garantir la sécurité du voyage en ne laissant rien au hasard.

1.2.1 Le modèle des quarks

En parallèle du développement de l'interaction faible, l'interaction forte du modèle standard prit forme. Face aux succès des premières collisions en accélérateur et la découverte de tout un panel de hadrons¹¹, il apparut aux théoriciens que toutes ces nouvelles particules ne pouvaient être fondamentales.

Afin d'entrevoir la théorie sous-jacente, elles furent classées en octet ou décuplet, en fonction de leur masse, spin, charge et étrangeté, selon la méthode *eightfold way* développé en 1961 [29]. Les diagonales de l'octet (ou décuplet) représentent la charge électrique et les lignes horizontales un nombre quantique appelée étrangeté (terme développé à cette époque car certains hadrons semblaient se comporter étrangement, puis conservé plus tard lors de la découverte du quark s) comme indiqué sur la figure 1.3. L'étrangeté et la charge électrique sont conservées par l'interaction forte. Les particules ayant $s = 1$ ont leur antiparticule avec $s = -1$. Une seule particule prédite par cette méthode n'avait pas encore été découverte. Il s'agit de Ω^-

11. Terme général pour caractériser des particules constituées de plusieurs quarks de valence

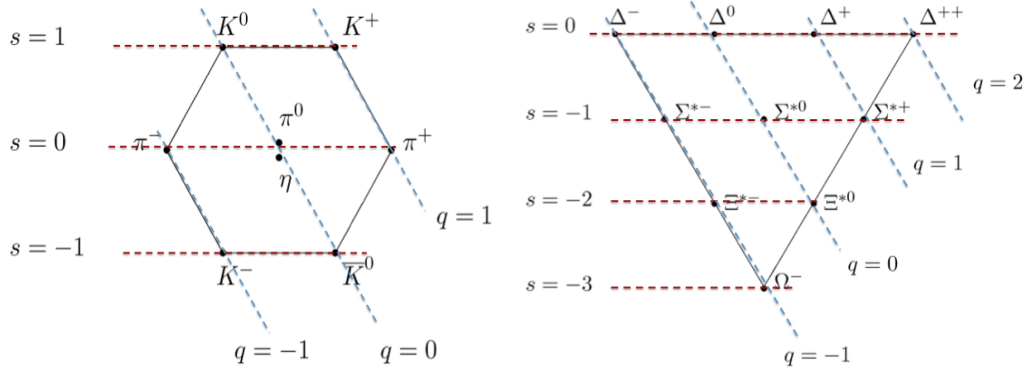


FIGURE 1.3 — Représentation des mésons (gauche) et baryons de spin 3/2 (droite) selon la méthode *eightfold way* de 1961. L'octet des baryons de spin 1/2 contenant le proton et le neutron n'est pas représenté sur cette figure.

du décuplet des baryons¹² qui devrait avoir une masse proche de $1,68 \text{ GeV}/c^2$. Or, lorsqu'en **1964** une particule correspondant aux prédictions théoriques de Ω^- fut découverte, cela affirma la crédibilité du modèle [30]. La structure du groupe de symétrie, permettant de regrouper les hadrons en octet ou décuplet, peut s'expliquer par trois saveurs de constituants plus élémentaires contenus à l'intérieur des hadrons : les quarks u , d et s (il existe aussi trois antiparticules qui leur sont associées, \bar{u} , \bar{d} et \bar{s}).

Le quark u (up) est relié au quark d (down) par une symétrie d'isospin fort car leurs masses sont très proches. Les doublets d'isospin fort (u, d) et (\bar{u}, \bar{d}) se définissent par une symétrie $\text{SU}(2)$. Il s'agit d'une rotation dans un espace abstrait, l'isoespace, ayant comme valeur d'isospin fort $\vec{I} = 1/2$. Le quark u prend la valeur propre $I_3 = 1/2$ et le quark d $I_3 = -1/2$. Leurs antiparticules ont une valeur de I_3 opposée. Il n'y a que deux valeurs possibles pour I_3 et elles forment un doublet servant à décrire une "même" particule pouvant prendre l'une ou l'autre des valeurs de I_3 . Les mésons sont constitués d'un quark et antiquark. Les différentes combinaisons pour $q = u, d$ et $\bar{q} = \bar{u}, \bar{d}$, donnent comme valeur d'isospin permis pour les mésons :

$$\vec{I} = \vec{1/2} + \vec{1/2} = \vec{0} \text{ ou } \vec{1} \quad (1.16)$$

Il est ainsi possible de constituer deux groupes de mésons, l'un ayant $\vec{I} = \vec{1}$ et l'autre satisfaisant $\vec{I} = \vec{0}$. Le groupe $\vec{I} = \vec{1}$ est composé de trois mésons. En effet, pour $\vec{I} = \vec{1}$ il existe trois valeurs propres :

$$\begin{cases} I_3 = 1 \\ I_3 = 0 \\ I_3 = -1 \end{cases} \quad (1.17)$$

Ces trois valeurs forment un triplet de mésons dans lequel l'interaction forte agira de la même manière, indépendamment de la valeur de I_3 (i.e l'hamiltonien de l'interaction forte ne dépend pas de I_3). En revanche, le triplet de mésons n'est pas du tout équivalent au singulet $\vec{I} = \vec{0}$ ($I_3 = 0$). Le triplet correspond aux pions (π^+ , π^0 , π^-), représentés sur la figure 1.3, qui sont composés respectivement de $u\bar{d}$, $d\bar{u}$ et

12. Particule constituée de 3 quarks de valence

une combinaison de $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ pour π^0 . Du point de vue de l'interaction forte ces trois particules ont les mêmes propriétés, en particulier la même masse. Cela dit, cette symétrie d'isospin fort n'existe pas pour les interaction électromagnétique et faible qui induisent de légères perturbations. Les masses des trois pions ne sont donc pas identiques et fluctuent autour de $140 \text{ MeV}/c^2$. Quant au singulet $\vec{I} = \vec{0}$, il s'agit du méson η qui a une masse de $550 \text{ MeV}/c^2$.

La démarche précédente est généralisée aux trois quarks u , d et s qui deviennent deux triplets de $SU(3)$: (u, d, s) et $(\bar{u}, \bar{d}, \bar{s})$. On passe alors de quatre à neuf mésons. Le groupe considéré n'est pas seulement $SU(2)$ d'isospin fort, il comprend maintenant une dimension d'étrangeté de symétrie $U(1)$ (la valeur de l'étrangeté s est conservée). L'espace abstrait considéré devient donc l'hyperisoespace. Seule $SU(2)$ d'isospin est une symétrie exacte de l'interaction forte. Cette symétrie $SU(3)$ de saveur permet de former des supermultiplets, tels les octets et décuplets de la figure 1.3, mais seul les multiplets d'isospin, dans un même supermultiplet, auront les mêmes propriétés du point de vue de l'interaction forte. Avec $SU(2)$ les deux doublets se couplaient pour former un triplet et un singulet, dans $SU(3)$ les deux triplets se mélangent pour former un octet (celui représenté sur la figure 1.3) et un singulet.

Cette introduction au modèle des quarks nous amène à la compréhension du proton et du neutron qui sont des éléments déterminants dans le cadre de ce travail de thèse. Le proton et le neutron sont constitués de trois quarks (baryon). Si nous considérons uniquement les baryons formés de quarks u et d , c'est à dire qui proviennent de la symétrie exacte $SU(2)$, il faut coupler trois doublets de $SU(2)$. Nous obtenons 8 possibilités (deux doublets et un quadruplet¹³) :

$$2 \otimes (2 \otimes 2) = 2 \otimes (1 \oplus 3) = 2 \oplus 2 \oplus 4 \quad (1.18)$$



L'un des deux doublets est formé par le proton (u, u, d) et le neutron (u, d, d). Ces deux particules sont donc identiques du point de vue de l'interaction forte mais l'interaction électromagnétique induit des perturbations (Cf.1.2.3) qui leur confère une légère différence de masse. Cette symétrie d'isospin fondée sur le doublet (u, d) , est donc visible au niveau des hadrons à travers le couple (p,n).

En **1969** une expérience de diffusion d'électrons sur des protons, menée à l'accélérateur linéaire de Standford (SLAC), confirme que les protons sont des objets composites [31]. Les expériences dites *de diffusion profondément inélastique* (DIS pour Deep Inelastic Scattering) consistent à sonder la structure des hadrons, en particulier le proton et le neutron, en les bombardant d'électrons, de muons ou de neutrinos. Il s'agit de mesurer l'angle de déviation (diffusion) du lepton très énergétique, qui a percuté en profondeur les quarks du proton. Une grande partie de l'énergie du lepton est absorbée par le proton (inélastique) qui se désintègre.

13. Les règles de couplages sont analogues à celles de trois spins $1/2$.

Remarque : La symétrie SU(3) de saveur peut s'étendre à l'invariance sous la chiralité dans le cas où les quarks u , d et s sont considérés comme non massiques : les quarks u , d et s gauches sont équivalents aux quarks u , d et s droits. Cependant, cette symétrie n'est pas exacte car les quarks ont une masse (de quelques MeV/ c^2) par couplage avec le boson de Higgs (Cf.1.1.3). Nous verrons en 1.2.4 que cette symétrie peut être approchée à haute énergie (où seule la masse donnée par le Higgs peut être considérée) mais qu'à basse énergie la masse effective acquise par les quarks brise spontanément la symétrie chirale.

1.2.2 La chromodynamique quantique (QCD)

Après avoir introduit cette symétrie d'isospin fort entre u et d et la conservation de la saveur d'étrangeté, un problème persistait. Deux hadrons, le Ω^- et le Δ^{++} , formés respectivement de trois quarks s et trois quarks u , semblaient ne pas respecter le principe de Pauli¹⁴. Pour un état de trois quarks liés, deux d'entre eux ont nécessairement la même projection de spin. En 1965, les théoriciens proposèrent un degré de liberté quantique additionnel pour les quarks, qui prendrait trois valeurs possibles et autoriseraient ainsi l'existence de ces deux hadrons. Similaire à la charge électrique et l'isospin faible, il s'agirait d'une charge de couleur [32].

L'interaction forte se formalise en théorie quantique des champs, par la théorie de la chromodynamique quantique, exprimée en 1970 [33]. Comme pour QED et l'interaction faible, elle se caractérise elle aussi par une symétrie de jauge locale. Il s'agit d'une symétrie SU(3) qui agit dans l'espace abstrait des couleurs. Il existe trois champs de couleur différents, associés à trois charges de couleurs (dénotées Rouge, Vert et Bleu). Les flux de couleurs sont conservés par l'interaction forte au moyen de huit médiateurs appelés gluons, qui possèdent tous une charge de couleur. Au contraire du photon, qui laisse la charge électrique des particules avec lesquels il interagit inchangée, les gluons modifient la charge de couleur des quarks car ils sont eux mêmes une combinaison de couleurs. De manière simpliste nous pouvons décrire le processus de la manière suivante :

- Un quark rouge peut devenir bleu en émettant un gluon $R\bar{B}$.
- Un gluon $R\bar{B}$ peut être absorbé par un quark bleu qui devient rouge. Ce processus est représenté par le diagramme de Feynman¹⁵ de la figure 1.4.

Avec les huit gluons de QCD tous les flux de couleur entrant dans une interaction sont conservés.



Les huit gluons maintiennent la cohésion des quarks sous forme de hadrons. Les trois quarks des baryons ont tous une charge de couleur différente résultant en une couleur blanche, qui confine les quarks en des structures neutres. Ces huit gluons : $R\bar{B}$, $R\bar{V}$, $V\bar{B}$, $V\bar{R}$, $B\bar{R}$, $B\bar{V}$, $(\bar{R}R - \bar{B}B)/\sqrt{2}$ et $((\bar{R}R + \bar{B}B) - 2\bar{G}G)/\sqrt{6}$ sont absorbés et émis constamment entre les trois quarks, créant ainsi la cohésion du proton, du neutron et de tous les autres hadrons.

14. Le principe de Pauli stipule que des fermions identiques ne peuvent être dans le même état quantique. Deux fermions doivent se distinguer par au moins un nombre quantique, par exemple en prenant des valeurs de spin opposées ($-1/2$ et $1/2$).

15. Diagramme représentant les interactions fondamentales en théorie quantique des champs.

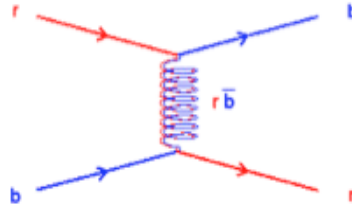


FIGURE 1.4 – Diagramme de Feynman décrivant l'échange d'un gluon $R\bar{B}$ entre un quark de couleur rouge qui devient bleu et un quark bleu qui devient rouge. Les quarks sont représentés par des flèches qui se rencontrent au point d'interaction et le gluon $R\bar{B}$ par le ressort.

Remarque : La symétrie de couleur ne doit pas être confondue avec la symétrie $SU(3)$ de saveur. $SU(3)$ de saveur ne prévaut que pour les trois quarks les plus légers (u , d et s) et n'est pas une symétrie exacte de l'interaction forte. La symétrie $SU(3)$ de couleur est une symétrie de jauge locale qui génère l'interaction. Un schéma récapitulatif des symétries et nombres quantiques mentionnés jusqu'ici, conservés par les interactions du MS est présenté en figure 1.5.

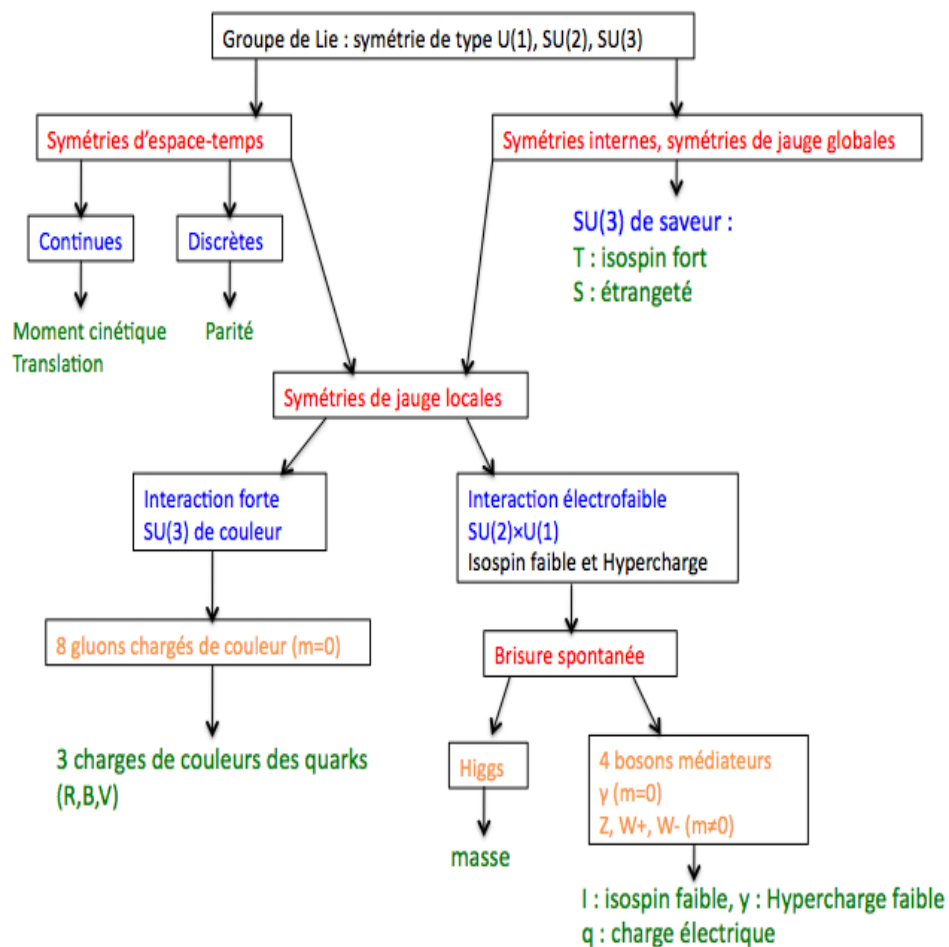


FIGURE 1.5 – Origine des caractéristiques des constituants élémentaires dans le modèle standard.

1.2.3 Comportement de QCD

L'intensité d'une interaction entre deux particules est caractérisée par une grandeur sans dimension, appelée constante de couplage (α). Dans le cas de QED, elle a été mentionnée pour la première fois en 1916 afin d'expliquer la structure fine des niveaux d'énergie de l'atome d'hydrogène. Elle est proportionnelle au potentiel de l'interaction (V) :

$$\alpha = \frac{V \cdot r}{\hbar c} \quad (1.19)$$

où r est la distance entre les particules, \hbar la constante de Planck réduite¹⁶ et $\hbar c = 197 \text{ MeV}\cdot\text{fm}$. L'interaction électromagnétique possède un potentiel proportionnel à $1/r$ ce qui rend sa constante de couplage indépendante de la distance entre particules, au premier ordre. Elle a donc une portée infinie. En 2006, une mesure très précise de la constante de couplage électromagnétique a été réalisée en utilisant le moment magnétique de l'électron. Elle permet d'obtenir la valeur $\alpha = 1/137$, jusqu'à 11 chiffres après la virgule [34]. Mais, à haute énergie, la renormalisation introduit une constante de couplage dépendante de l'énergie et donc de l'échelle de la distance sondée (pour $E \sim 100 \text{ GeV}$, $\alpha_{EM} = 1/128$).



L'intensité de α_{EM} peut se vérifier sur les différences de masse des hadrons dans un même doublet ou triplet d'isopin fort. Prenons par exemple la légère différence de masse relative entre le neutron ($m_n = 939,565 \text{ MeV}/c^2$) et le proton ($m_p = 938,272 \text{ MeV}/c^2$) :

$$\frac{m_n - m_p}{m_p} = 0,001 \sim \frac{\alpha_{EM}}{7} \quad (1.20)$$

Cette différence de masse pourrait en partie provenir de l'interaction électromagnétique qui est suffisamment intense pour modifier la masse de ces particules. Du point de vue de l'interaction électromagnétique le neutron et le proton ne sont pas équivalents.

La constante de couplage de l'interaction faible (g) est bien trop faible pour pouvoir induire une différence de masse mesurable. En effet, elle est environ 10^{-5} plus faible que α_{EM} et n'agit que sur de très courtes distances du fait que ses médiateurs sont lourds (au contraire du photon de masse nulle). Elle s'exprime en fonction de la constante de Fermi (G_f) et de la masse des bosons médiateurs :

$$G_f \propto \frac{g^2}{m_W^2} \quad (1.21)$$

La constante de Fermi a été mesurée très précisément en 2007 [35], grâce au temps de vie des muons (cette constante est inversement proportionnelle à la durée de vie des muons, si on néglige leur masse).

Cependant, quand l'énergie augmente l'intensité du couplage faible augmente également, pour finalement rejoindre α_{EM} au delà de $\sim 1000 \text{ GeV}$.

16. \hbar est le quantum d'action. En mécanique quantique les valeurs du moment cinétique d'une particule sont toutes un multiple de \hbar . Divisé par \hbar revient à se placer à l'échelle d'action de la particule.

L'interaction forte ne se comporte pas comme les deux interactions précédentes. Le fait que les gluons soient non massifs conduit, si l'on suit les logiques précédentes, à un problème conceptuel. Tout comme pour le photon, la portée de l'interaction forte devrait être infinie. Or, ce n'est pas ce que nous observons puisque la portée de l'interaction forte ne dépasse pas les dimensions d'un nucléon (c'est-à-dire 10^{-15} mètre). Cela dit, sa courte portée ne signifie pas qu'elle n'est pas intense. En effet, elle est 100 fois plus forte que l'interaction électromagnétique et 10^{14} fois que l'interaction faible, pour les quarks à l'intérieur de hadrons.

La particularité de l'interaction forte s'explique par le fait que les gluons sont chargés de couleur. Ils peuvent se coupler entre eux et créer un vide polarisé. Pour QED, la constante de couplage diminue à grandes distances et petites énergies à cause d'un effet d'écran. Autour d'une charge électrique le vide est polarisé par des paires (e^+ , e^-) virtuelles. Plus la distance est grande entre deux charges, plus ces paires virtuelles forment un écran qui dilue la charge effective de chaque particule et diminue l'intensité de l'interaction. A l'opposé, plus la distance est faible entre les charges, moins le nombre de paires virtuelles est conséquent et l'effet d'écran disparaît. Dans le cas de QCD, des paires quarks et antiquarks virtuelles agissent de la même manière que les paires (e^+ , e^-) de QED. Cependant, le couplage des gluons provoque un effet supplémentaire et inverse à celui des boucles (q , \bar{q}). Au lieu d'augmenter la charge effective des quarks à faible distance les uns des autres, il l'atténue. Un quark seul voit l'intensité de son champ de couleur augmenter mais, au contact d'un autre quark, les deux champs de couleurs interfèrent et sont de moins en moins effectifs. Ce phénomène est dit liberté asymptotique. Il apparaît mathématiquement en 1969 dans certaines théories de jauge puis, trouve une consistance physique dans la théorie SU(3) de couleur de l'interaction forte en **1973** [36].



La liberté asymptotique conduit les particules élémentaires portant une charge de couleur, c'est à dire les gluons et les quarks, à interagir entre eux de plus en plus faiblement (à se libérer de l'interaction forte), au plus l'énergie augmente (l'impulsion échangée est grande) et que la distance diminue. De même, au lieu de diminuer la charge effective avec la distance, les boucles de gluons virtuels l'augmentent. Plus les quarks s'éloignent l'un de l'autre, plus le fil qui les relie devient une chaîne à maillons, de plus en plus résistante. Nous supposons que les quarks sont confinés car l'intensité de QCD les empêche d'exister individuellement et les lie en hadrons. Pour l'instant, seul la liberté asymptotique est démontrée mathématiquement et expérimentalement. Décrire le confinement des quarks par QCD (à basse énergie) reste toujours un défi pour les théoriciens.

Chaque théorie fondamentale doit être vérifiée expérimentalement. La caractéristique principale de QCD est cette liberté asymptotique, ou de manière équivalente, l'existence de gluons chargés de couleurs. La valeur de la constante de couplage forte, α_s , et la prédiction de certains processus, peuvent être expérimentalement mesurés afin d'affirmer ou infirmer l'hypothèse de la liberté asymptotique. En effet, la valeur des observables est proportionnelle à la constante de couplage. Elle se développe en série de puissance de α_s qui correspondent aux perturbations du vide polarisé de gluons et paires $q\bar{q}$ sur un processus donné. Les perturbations correspondent à différentes manières de réaliser un même processus. Elles sont représentées par un diagramme de Feynman. Le taux de production du processus correspond à la somme de tous les chemins empruntés, c'est à dire la somme des diagrammes de Feynman.

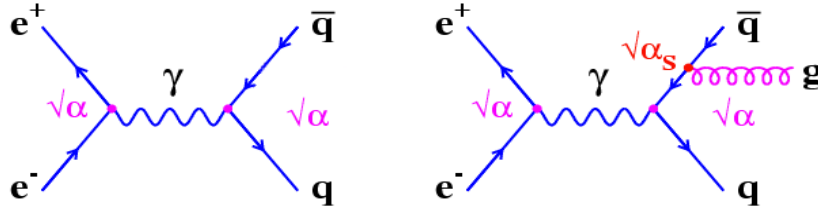


FIGURE 1.6 – Diagrammes de Feynman représentant l’annihilation d’une paire e^+e^- en un photon qui produit une paire quark-antiquark. A droite, il s’agit d’un processus d’ordre 1 en α_s qui consiste en l’émission d’un gluon.

Plus le diagramme fait intervenir des interactions virtuelles (c’est à dire sollicite le vide polarisé), plus sa contribution à la section efficace est faible. Ce développement perturbatif n’est pas propre à QCD et ne fonctionne qu’à haute énergie (Cf. 1.2.4)

Prenons l’exemple de l’annihilation d’une paire (e^+ , e^-) en une paire (q , \bar{q}) par échange de photon. A l’ordre 0 en α_s ce processus ne fait pas du tout intervenir QCD et le diagramme correspondant est à gauche de la figure 1.6. A droite, une première perturbation QCD est représentée par l’émission d’un gluon. Si le confinement décrit la réalité alors les réactions $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$ ne peuvent pas permettre la détection des quarks libres. Les quarks doivent s’hadroniser et créer des jets. Plus l’énergie des électrons est grande, plus le moment transféré au quark est important et le jet se forme. En **1975** l’émergence d’une structure à deux jets apparaît pour des énergies dans le centre de masse entre 3 et 7,4 GeV [37]. QCD prédit qu’à plus haute énergie un troisième jet, un jet de gluon, devrait aussi être détecté (il s’agit du diagramme à droite de la figure 1.6). En **1979** des événements ayant une structure à 3-jets furent observés dans les collisions e^+e^- fournies par l’accélérateur PETRA pour des énergies dans le centre de masse de 30 GeV [38]. Le troisième jet provient de l’émission d’une particule neutre et de spin 1, le gluon vient d’être expérimentalement découvert.

De **1987 à 1991** les accélérateurs SLAC, LEP, et Tevatron (Cf. 2.1.1) permirent de mesurer précisément α_s dans des événements 4-jets. Ces événements n’apparaissent qu’à partir du second ordre en α_s du processus $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$. Les diagrammes de Feynman d’ordre 2 en α_s conduisant à la formation de 4-jets sont représentés sur la figure 1.7. Dans chacun de ces diagrammes il y a deux vertex élémentaires de QCD. Les gluons sont chargés de couleur ce qui entraîne des auto-couplages comme le vertex représenté en bas à gauche qui est un vertex élémentaire propre à QCD. La découverte de ces événements 4-jets confirma la théorie de QCD jusqu’à l’ordre 2 mais permis également de mesurer α_s très précisément (de l’ordre de 0,1) comme l’indique la figure 1.8.

L’une des différences fondamentales entre les systèmes classiques et quantiques est la nature du vide. Comme nous venons de le mentionner, en quantique le vide se polarise de particules virtuelles. A cause de cela, les valeurs de α_s mesurées dépendent de l’échelle à laquelle elles sont faites : $\alpha_s(Q)$. Le processus d’ordre 0 établit l’échelle d’énergie de l’interaction et correspond à l’énergie du boson échangé (qui est très bien connue pour QED). Par exemple, dans le cas de l’annihilation d’une

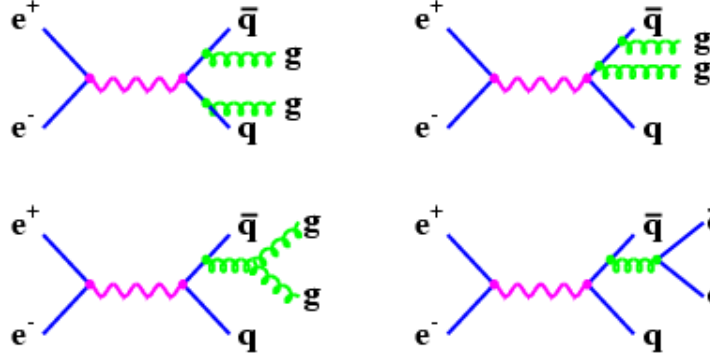


FIGURE 1.7 – Diagrammes de Feynman représentant l'annihilation d'une paire e^+e^- en un photon (mauve) qui produit une paire quark-antiquark. Les diagrammes représentés sont pour des événements 4-jets dans l'état final.

paire (e^+ , e^-) le quadri-moment¹⁷ du photon (noté q) détermine l'échelle d'énergie Q (la résolution). La quantité accessible est la norme du quadrivecteur qui est un invariant de Lorentz et est reliée à Q selon :

$$Q^2 = -q^2 \quad (1.22)$$

La norme de q dans l'espace de Minkowski (espace à quatre dimensions modélisant l'espace-temps de la relativité restreinte) s'exprime comme :

$$q^2 = (q \cdot q) = (q^0 q^0 - |\vec{q}|^2) \quad (1.23)$$

Sachant que le quadrivecteur du photon est entièrement déterminé par les quadrivecteurs du positron (k') et de l'électron (k) selon $q = k + k'$, il est possible d'obtenir des mesures de $\alpha_s(Q)$ très précises et pour un large intervalle d'énergie Q .

Depuis 1973, les progrès expérimentaux ont permis de vérifier les prédictions de la constante de couplage de QCD, sur une gamme d'énergie (Q) de 100 GeV, comme l'indique la figure 1.8 [39]. Les mesures obtenues pour α_s à droite de la figure 1.8, sont dites à l'échelle de la masse du Z puisque l'énergie transférée (Q) est de l'ordre de la masse du Z . Les mesures expérimentales sont complémentaires mais uniquement l'annihilation des paires (e^+ , e^-) permet de couvrir la totalité de l'intervalle d'énergie sondée. Les mesures de DIS et de collisions de hadrons sont approfondies en 1.3.1. Les mesures sont en parfait accord avec les prédictions comme le montre la figure 1.8. Le concept de liberté asymptotique, i.e la prédiction QCD d'une diminution de la constante de couplage α_s au plus l'impulsion transmise au parton est grande, est vérifiée et confirmée par différentes mesures expérimentales.

1.2.4 Confinement et déconfinement

A l'échelle de la masse du Z , le théorie prédit cinq saveurs de quarks actives : u , d , s , c et b [40]. Les valeurs de α_s sont associées à une échelle d'énergie (notée Λ). Pour $\alpha_s(m_Z)$, la valeur correspondante est $\Lambda = 217^{+25}_{-23}$ MeV. En dessous, les effets non perturbatifs deviennent trop importants et un traitement mathématique n'est

17. Le quadrivecteur énergie-impulsion correspond à l'impulsion de la particule $(\vec{P}_x, \vec{P}_y, \vec{P}_z)$ à laquelle une dimension correspondant à l'énergie de la particule est ajoutée : $(E, \vec{P}_x, \vec{P}_y, \vec{P}_z)$.

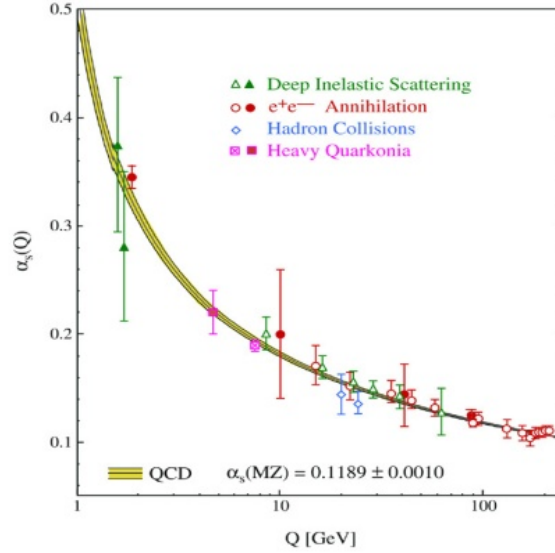


FIGURE 1.8 — Constante de couplage de QCD prédite en fonction de l'énergie échangée lors de l'interaction. Les données expérimentales ont été mises à jour et regroupées afin d'offrir un condensé des résultats probants de $\alpha_s(Q)$ de 1973 à 2006 [39].

plus réalisable. A basse énergie, il n'y a plus que trois saveurs actives : u , d , et s . Il s'agit de la matière telle que nous la connaissons. A cette échelle les valeurs de α_s sont extrapolées (grâce aux mesures de $\alpha_s(m_Z)$) et correspondent à $\Lambda \sim 350$ MeV. A basse énergie le seuil d'énergie augmente. Les effets non perturbatifs sont plus grands et en dessous de 350 MeV aucune prédiction mathématique n'est possible.

Les quarks u , d et s ont des masses entre $1,7$ et $3,3$ MeV/ c^2 , $4,1$ et $4,8$ MeV/ c^2 , 80 et 130 MeV/ c^2 respectivement. Dans le régime perturbatif, c'est à dire au delà de $\Lambda \sim 300$ MeV, la symétrie chirale existe puisque les masses sont considérées comme très légères, au regard du seuil perturbatif, et ne brisent pas les lois du système de symétrie du coulage gauche/droite. Les trois derniers quarks c , b et t , beaucoup plus lourds : ~ 1 GeV/ c^2 , ~ 4 GeV/ c^2 et ~ 173 GeV/ c^2 , respectivement, ne peuvent pas être considérés pour cette symétrie (car beaucoup trop lourd par rapport à l'échelle d'énergie). La symétrie chirale est donc une symétrie de ce monde dans la limite où les quarks u , d et s sont légers. Cependant, la dynamique non perturbative de QCD à basse énergie brise spontanément cette symétrie. A basse énergie, le vide quantique se réarrange et les quarks acquièrent une masse effective qui devient significative par rapport au seuil perturbatif. Comme pour la brisure de la symétrie électrofaible (Cf. 1.1.3), des bosons massifs sont générés. Il y en a huit puisqu'il s'agit de la brisure spontanée d'une symétrie SU(3). Ils sont dits bosons de Goldstone. Si les trois quarks u , d et s étaient de masse nulle, les bosons seraient également de masse nulle. Or, ces huit bosons sont prédits avec une masse autour de 93 MeV/ c^2 . Il s'agit en fait des mésons π accompagnés de leur cinq cousins de l'octet de symétrie SU(3) de saveur (Cf. figure 1.3).

La différence de comportement de QCD se traduirait par l'état confiné de quarks en hadrons à basse énergie, se libérant peu à peu de l'effet collectif avec l'augmentation de l'énergie Q . A cause de la liberté asymptotique ils deviennent de plus en plus libres jusqu'à peut être former un nouvel état de matière où les quarks et gluons forment des entités indépendantes, un état de déconfinement. Ce nouvel état de matière est appelé plasma de quarks et de gluons (PQG) (Cf. 1.3.2). Ce changement

de phase dans la matière pourrait expliquer la restauration de la symétrie chirale où les quarks apparaissent légers (se débarrassant de leur masse effective).

Remarque : La masse des hadrons est bien plus élevée que la somme des quarks qui les constituent. Hormis les pions qui sont légers en leur qualité de pseudo-boson de Goldstone, les hadrons doivent être considérés comme un ensemble de quarks enrobés d'interactions provenant du vide QCD et qui brise la symétrie chirale. L'échelle d'interaction entre les trois quarks et le vide se situe à $\Lambda \sim 350$ MeV. Il faut considérer que chaque quark porte une masse effective proche de 350 MeV. Ainsi la masse du proton se trouve être à 99% constituée par la polarisation du vide QCD. Le proton est constitué de trois quarks de valence entourés d'une mer de quarks et de gluon virtuels.

Synthèse

- 1) Le modèle des quarks a permis de justifier théoriquement l'existence des hadrons découverts lors de collisions en accélérateurs. Les nucléons et autres hadrons sont en fait composés de quarks.
- 2) L'interaction forte est invariante sous une symétrie de jauge locale SU(3) qui agit sur les quarks à travers un nombre quantique supplémentaire, la couleur. Cette symétrie engendre huit médiateurs (gluons) qui sont eux même chargés de couleur.
- 3) L'intensité d'une interaction est caractérisée par sa constante de couplage (α). La constante de couplage forte décroît au plus l'énergie est grande ce qui conduit au phénomène de liberté asymptotique. A basse énergie les quarks sont dans un régime de confinement qui justifie l'existence de jets mais qui reste encore non calculable.
- 4) Un état de matière dé-confiné à très haute énergie restaurerait la symétrie chirale qui doit exister dans ce régime d'énergie. Cette symétrie est spontanément brisée dans le monde que nous connaissons puisque les quarks ont une masse effective conséquente lorsqu'ils sont confinés en hadrons.

1.3 Sonder la matière

La porte d'embarquement est en vue, c'est le moment des derniers préparatifs. Les passagers patientent pendant que l'équipage revoit le plan de vol et les objectifs. Je vous propose de nous enquérir des concepts liés à l'étude du W en collisions proton-plomb, afin que le voyage se déroule dans les meilleures dispositions.

1.3.1 Le proton vu de l'intérieur

Le proton est constitué de trois quarks de valences entourés par une mer de paires $q\bar{q}$ et de gluons. Tous ses constituants sont appelés des partons. Les quarks de valence : deux quark u et un quark d sont responsables de la charge électrique du proton ($u_q = +2/3$ et $d_q = -1/3$). Les expériences de DIS, qui ont permis de vérifier la nature composite du proton et de mesurer la constante de couplage α_s

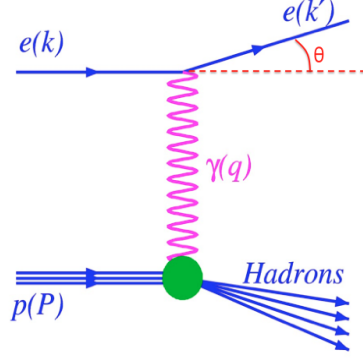


FIGURE 1.9 – Diagramme représentant une DIS entre un électron et un proton par l'échange d'un photon.

(Cf. 1.2.3), permettent également de comprendre comment l'impulsion d'un proton se répartie entre ses partons. C'est un accès vers la compréhension du comportement de la matière.

Le diagramme correspondant au DIS d'un électron sur un proton par l'échange virtuel d'un photon est représenté en figure 1.9. L'électron (de quadri-moment k) rayonne un photon (de quadri-moment q) absorbé par le proton (de quadri-moment P). L'électron est dévié et son quadri-moment final vaut $k' = k - q$. Dans une expérience de DIS l'angle de diffusion de l'électron (noté θ sur la figure 1.9) permet d'accéder à l'échelle d'énergie (Q). En effet la norme de Minkowski du quadri-moment du photon (Cf. 1.23) peut s'exprimer suivant :

$$q^2 = ((k - k') \cdot (k - k')) \quad (1.24)$$

$$= -2(k \cdot k') \quad (1.25)$$

$$= -2(k^0 k'^0 - k^1 k'^1 - k^2 k'^2 - k^3 k'^3) \quad (1.26)$$

$$= -4EE' \sin^2(\theta/2) \quad (1.27)$$

Ce qui conduit à $Q^2 = 4EE' \sin^2(\theta/2)$.

Au delà des mesures de constante de couplage, les expériences de DIS sont pionnières dans l'étude de la structure du proton. Il s'agit de comprendre ce que le photon voit quand il traverse l'intérieur du proton. D'ailleurs, le photon n'est pas l'unique boson pouvant être échangé lors de DIS, le Z et le W le sont également (dans le cas du W l'électron diffusé devient un neutrino électronique ou vive-versa). Pour cela, il faut considérer que les partons portent chacun une fraction de l'impulsion totale du proton. La figure 1.10 représente l'interaction du photon avec le quark du proton qui participe à l'interaction et qui porte une fraction d'énergie x_p appelée x de Bjorken. Il s'obtient selon la relation :

$$x = \frac{Q^2}{2p \cdot q} \quad (1.28)$$

La probabilité de trouver un parton portant une fraction d'impulsion x à une certaine échelle d'énergie Q est décrite par une fonction dites *fonction de distribution partonique* (parton distribution function, PDF, en anglais).

Dans le développement de QCD les sections efficaces faisant intervenir des processus durs (processus induisant un grand transfert d'énergie Q) sont difficiles à

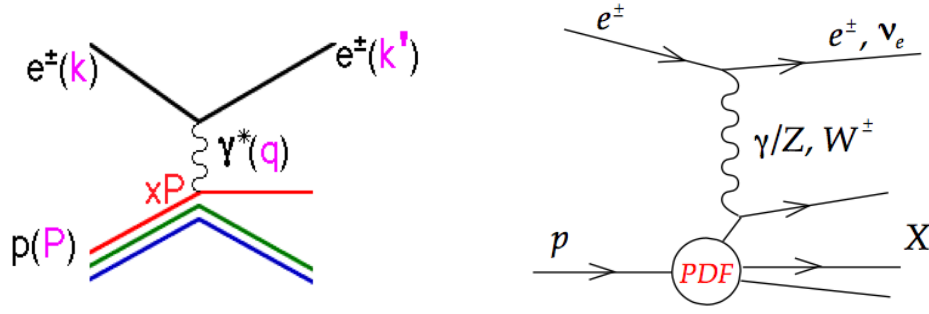


FIGURE 1.10 – Diagramme représentant une DIS entre un électron et un quark par l'échange d'un photon (gauche) ou faisant intervenir tous les bosons électrofaibles (droite). L'intérieur du proton est décrit par les distributions de partons (PDF).

calculer [41]. Dans une théorie perturbative telle que QCD, les observables physiques dépendent de trois paramètres : l'échelle d'énergie Q , la masse (m) des hadrons présents dans l'état initial et l'échelle de renormalisation μ de la théorie (la renormalisation d'une théorie permet de s'affranchir des divergences apparaissant à cause de l'infinité des boucles de polarisation du vide). L'échelle de renormalisation de QCD correspond au régime de liberté asymptotique et a donc une constante de couplage faible (petites distances entre particules (Cf. 1.2.3)). Cependant, dans le développement perturbatif des équations deux termes apparaissent : Q/μ et μ/m . A haute énergie, au moins l'un des deux termes est grand et le développement en série n'est plus permis. En résumé, les sections efficaces sont une combinaison de paramètres dont le comportement fait intervenir des courtes et des grandes distances et qui ne peut pas se calculer directement avec QCD perturbative. Ces problèmes de calcul apparaissent uniquement si des hadrons sont présents dans l'état initial. Cet argument justifie que les annihilations (e^+ , e^-) et les prédictions des jets de l'état final (Cf.1.2.3) étaient possibles.



Les sections efficaces d'un processus dur peuvent être décrites comme la convolution des PDFs avec une fonction calculable par QCD :

$$\sigma(x, Q^2) \sim \sum_a f_{a/A}(x, Q) \otimes H_a \quad (1.29)$$

où $f_{a/A}$ est la probabilité de trouver un parton a (gluon, u , \bar{u} , d , \bar{d} ...) portant une fraction x de l'impulsion du hadron A . $f_{a/A}(x, Q)$ dépend des phénomènes survenant à l'échelle de masse du hadron (les phénomènes dépendent eux-mêmes de la nature du hadron A) et n'est donc pas prédictible par QCD. Le second terme de l'interaction, H_a , ne dépend que du parton a et ne fait intervenir que des moments de l'ordre de Q et est donc calculable par QCD. C'est la partie prédictible de l'observable (par les équations dites DGLAP)

Les paramétrisations des PDF sont construites à une échelle d'énergie Q_0 très basse (Q_0 est généralement choisi à 1,3 GeV pour être en dessous de la masse du quark c afin de limiter le nombre de saveur) et contiennent entre 10 et 30 paramètres. La théorie construite à cette échelle Q_0 peut être extrapolée à des régions d'énergie plus haute (et les sections efficaces peuvent être prédites) à travers les équations DGLAP. En effet, les calculs étant perturbatifs un même processus se développe à des ordres différentes en α_s et les résultats sur les PDFs ne sont donc pas invariants

sous changement d'échelle Q . Pour connaître le comportement des PDFs en fonction de x à un certain Q^2 (tout deux connus expérimentalement grâce à l'angle θ de diffusion en DIS), il faut utiliser les sections efficaces mesurées expérimentalement et en extraire la partie concernant les PDFs. Les sections efficaces sont extraites des données fournies principalement par les expériences de DIS (mais proviennent aussi des collisions pp et p \bar{p}) pour différentes échelles d'énergie Q . Les PDF prédites sont ajustées par les sections efficaces extraites des données et la variation en x peut être déterminée [42]. Les PDFs obtenues sont paramétrées sous une forme $xf(x)$: $xg(x)$ pour les gluons, $xu_v(x)$ et $xd_v(x)$ pour les quarks de valence, et les distributions de type $x\bar{U}(x)$ et $x\bar{D}(x)$ pour les antiquarks. A l'échelle $Q_0 = 1,9$ GeV $x\bar{U}(x) = x\bar{u}(x)$ (car l'échelle ne permet pas des contributions des quarks de la même famille plus lourds) et $x\bar{D}(x) = x\bar{d}(x) + x\bar{s}(x)$.

L'ensemble des processus induisant les courants neutres (Z/γ) et les courants chargés (W^+ , W^-) par DIS ont été utilisés pour paramétrer les PDFs. La figure 1.11 représente les PDFs obtenues à partir des données délivrées par HERA (accélérateur électron-proton en Allemagne) et qui constituent la paramétrisation dite HERAPDF1.5. En plus des incertitudes expérimentales, les modèles sont variés en changeant les paramètres déterminants, comme l'échelle Q^2 choisie. Les distributions de PDFs obtenues en figure 1.11 indiquent qu'à petit Q la contribution majoritaire est celle des quarks de valence qui emporte une large partie de l'impulsion du proton ($x > 0,1$), dans leur proportion canonique (deux quarks u et quark d). Cela confirme un état confiné à basse énergie où les trois quarks de valence du proton sont dominants (à grands x , les bosons ne voient que trois quarks à l'intérieur du proton). A plus grand transfert d'énergie, les quarks de valence sont toujours présents à grand x mais le nombre de gluons et d'antiquarks augmentent considérablement à petits x . Il y a un très grand nombre de gluons et de quark-antiquarks de la mer emportant une faible partie de l'énergie du proton. Ce phénomène amène l'hypothèse de la saturation de gluon à petits x et grands Q^2 [43].

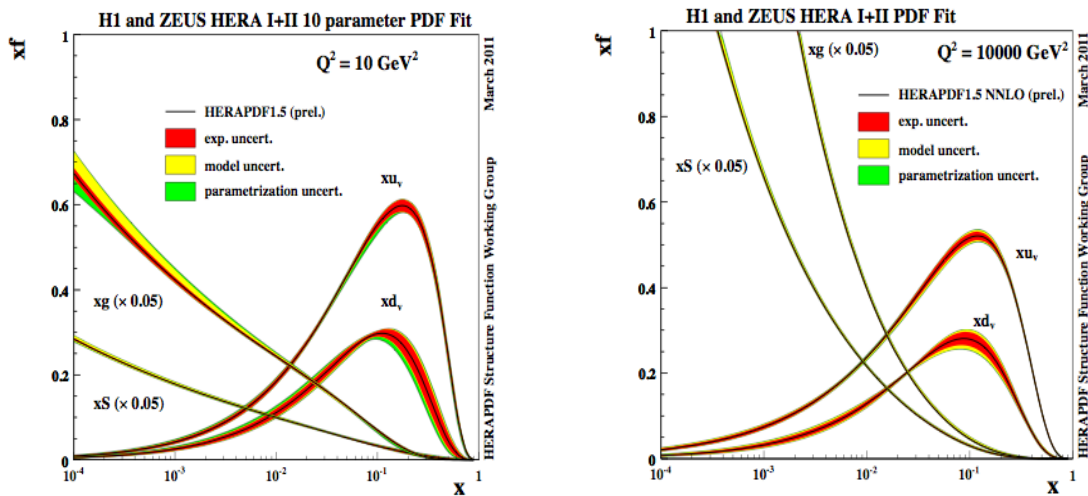


FIGURE 1.11 — Fonction de distribution de parton correspondant à la paramétrisation HERAPDF1.5 (au premier ordre) pour $Q^2 = 10$ GeV (à gauche) et pour $Q^2 = 100$ GeV (second ordre). Les gluons et les quark/antiquarks de la mer sont divisés par un facteur 20 pour correspondre à l'échelle présentée [42].

Différents modèles de PDFs sont construits à partir des différents processus observés (nous venons de voir les PDFs HERAPDF1.5) mais il y a également les sections efficaces obtenues en collisions de hadrons: pp ou p \bar{p} . Pour obtenir la valeur de x sondée en collisions hadroniques (ou nucléaires) en fonction de Q^2 , il faut utiliser la rapidité y (Cf. 3.1.1) de la particule produite puisque l'angle de diffusion de DIS n'a plus de sens. Prenons l'exemple des bosons W et Z produits au premier ordre par la fusion d'un quark et d'un antiquark (il s'agit bien d'un processus $2 \rightarrow 1$) alors le x de Bjorken correspondant s'exprime suivant :

$$x = \frac{Q}{\sqrt{s}} \cdot e^{\pm y} \quad (1.30)$$

où $Q \sim m_Z$ ou m_W .

Dans les expériences pp et p \bar{p} la production de jets permet entre autre d'améliorer les PDF de gluons à grands x . Il existe beaucoup de paramétrisations différentes pour les PDFs. Par exemple certaines utilisent uniquement les données obtenues sur cibles fixes, ou bien cible fixe et DIS ou encore DIS et collisions hadroniques. Certains types de processus peuvent être privilégiés ou bien non considérés. Attardons-nous sur la paramétrisation CT10 (qui fera l'objet de comparaisons avec nos données proton-plomb) qui prend en compte les dernières données de l'ensemble des processus survenant en accélérateur : des processus DIS, des productions de vecteur boson en collisions pp et p \bar{p} ainsi que la production de jets [44]. Cette paramétrisation tient compte, en particulier, des résultats de l'asymétrie de charge (\mathcal{A}) des leptons provenant de bosons W mesurée au Tevatron (accélérateur p \bar{p}) [45] [46]. Un rapport ou une différence de sections efficaces permet de contraindre significativement les paramétrisations. C'est notamment le cas de l'asymétrie de charge qui se définit suivant :

$$\mathcal{A} = \frac{\sigma(l^+) - \sigma(l^-)}{\sigma(l^+) + \sigma(l^-)} \quad (1.31)$$

où $\sigma(l^+)$ et $\sigma(l^-)$ sont les section efficaces des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}$. Cette observable est sensible à la saveur des quarks du proton puisque au premier ordre le W^- (W^+) provient de l'annihilation d'un quark d (u) du proton et d'un antiquark \bar{u} (\bar{d}) de l'antiproton :

$$\begin{cases} d + \bar{u} \rightarrow W^- \\ u + \bar{d} \rightarrow W^+ \end{cases} \quad (1.32)$$

La figure 1.12 représente l'asymétrie de charge mesurée par D0 (au Tevatron) en fonction de la pseudo-rapacité du muon, provenant des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ [46]. Les résultats sont comparés à deux paramétrisations qui précèdent CT10, en fonction de la pseudo rapidité du muon produit (Cf.3.1.1). Les grandes valeurs de pseudo-rapacité correspondent à des muons produits à l'arrière ou à l'avant du point d'interaction. Les petites valeurs signifient que les muons sont produits perpendiculairement aux faisceaux. Nous observons que la production de W^- est concentrée à rapidité négative ($\mathcal{A} < 0$) alors que la production de W^+ est concentrée à rapidité positive ($\mathcal{A} > 0$). Le proton produit en moyenne deux fois plus de W^+ à cause de ses deux quarks u . De même les W^- sont favorisés dans la direction de l'antiquark qui est constitué de deux antiquarks \bar{u} . Par conséquent les W^+ suivent la direction du proton (vers $+y$) et les W^- suivent la direction de l'antiproton. Ces mesures ont permis de contraindre la paramétrisation CT10 mais la statistique des mesures fixe la précision et peut encore être améliorée.

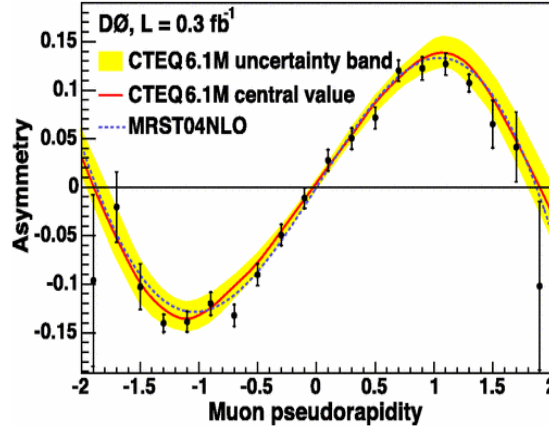


FIGURE 1.12 – Asymétrie de charge des muons provenant de bosons W , mesurée par DØ en collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1,96$ TeV et comparée à différentes paramétrisations de PDFs (CTEQ6 et MRST04NLO). La zone jaune représente les incertitudes de CTEQ6 [46].

Plus récemment, les mesures de l'asymétrie de charge des muons réalisées par CMS et ATLAS au LHC (Cf.2.1.4) ont permis de contraindre CT10 [47] [48]. L'asymétrie de charge est représentée en figure 1.13. Elle est également comparée aux prédictions de HERAPDF mais la marge d'amélioration est plus mince puisqu'il s'agit de prédictions du second ordre et qu'il faut donc des résultats très précis. Les mesures de l'asymétrie de charge sont en parfait accord avec CT10 et permettent de contraindre significativement cette paramétrisation dont les incertitudes sont beaucoup plus larges que la statistique des données. Nous remarquons que l'accord entre les données et CT10 est meilleur qu'avec HERAPDF bien que cette seconde paramétrisation soit du second ordre (alors que CT10 s'arrête au premier ordre). Cela dit, HERAPDF est fondée uniquement sur les données de DIS alors que CT10 prend en compte les résultats obtenus collisions pp et $p\bar{p}$. Ces deux exemples montrent l'importance des contraintes apportées par l'expérience.

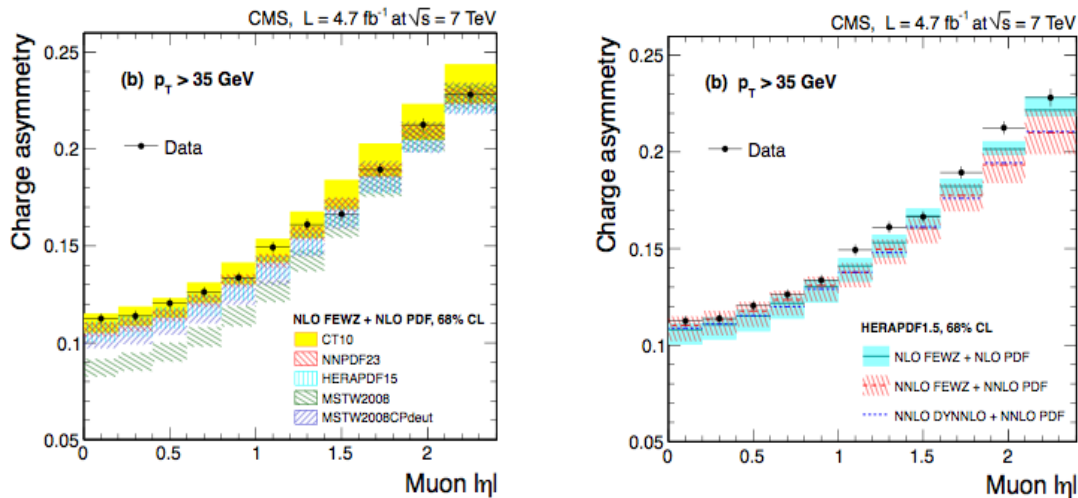


FIGURE 1.13 – Asymétrie de charge des muons provenant de bosons W , mesurée par CMS en collisions pp à $\sqrt{s} = 7$ TeV et comparée à différentes paramétrisations de PDFs dont CT10 (gauche) et HERAPDF (droite) [47].

Remarque : Différents processus telle qu’une DIS et une fusion quark/antiquark conduisent à la même description partonique. Les PDFs sont indépendantes du processus qui sonde le proton, elles ne dépendent que des partons et du type de hadron sondé. Il s’agit du concept d’universalité des PDFs.

L’asymétrie de charge obtenue avec CMS en collisions pp à 7 TeV (figure 1.13) est différente de celle obtenue en collisions $p\bar{p}$ de la figure 1.12. Notons que les résultats proposés par CMS sont uniquement en fonction de $|\eta|$ car la collision est symétrique de part et d’autre de $\eta = 0$. Ils ne sont donc pas directement comparables à la figure 1.12. Cela dit, nous observons que les W^- semblent concentrés à rapidité centrale alors que le nombre de W^+ est favorisé à grande pseudo-rapidité. En collisions pp les bosons sont formés par la fusion d’un quark de valence et d’un antiquark de la mer. La fraction d’impulsion portée par les partons dépend de leur saveur et du régime d’énergie dans lequel les collisions se produisent. Dans les collisions pp à 7 TeV et à rapidité centrale, le W sonde des très petits x et nous pouvons considérer que les PDFs des quarks $u(x)$ et $d(x)$ sont équivalentes. Un nombre similaire de W^+ et de W^- est attendu. C’est ce que nous voyons sur la figure 1.13 avec une asymétrie de charge proche de 0,1. A plus grands x , la PDFs $u(x)$ est environ deux fois plus grande que $d(x)$. Par conséquent, le nombre de W^+ augmente avec la pseudo-rapidité, par rapport au nombre de W^- .

Remarque : L’asymétrie de charge des leptons provenant du W sera également mesurée dans cette analyse en collision pPb, en fonction de η (et non pas $|\eta|$) puisque la collision n’est pas symétrique (Cf.6.2.3), et comparée aux prédictions de CT10.

Les études sur la structure du proton se poursuivent bien que beaucoup de réponses aient déjà été apportées. Mais que se passe-t-il à plus haute énergie ? Est-ce qu’un régime asymptotiquement libre conduit au déconfinement de la matière et au plasma de quarks et de gluons ?

1.3.2 Le plasma de quarks et de gluons

La recherche et la caractérisation du milieu déconfiné ne peuvent s’effectuer qu’à des conditions de densité d’énergie et de température très élevées [49]. Ce nouvel état de la matière, le plasma de quarks et de gluons (PQG), est supposé avoir existé juste après le Big Bang. Au début de l’univers, la température devait être suffisamment élevée et correspondre à une température supérieure à 1 TeV/k. Toutes les particules que nous connaissons : leptons, quarks, gluons, boson de Higgs, bosons Z et W , étaient alors relativistes. Un système très chaud et thermiquement équilibré, où les particules chargées de couleur interagiraient moins fortement, a dû exister (le PQG). Ce nouvel état de matière est décrit par un modèle de liquide quasiment parfait, dans lequel les quarks et les gluons sont déconfinés. Puis, avec le refroidissement de l’univers, les quarks et les gluons se sont combinés en structures complexes : les hadrons. Bien que les physiciens aient réussi à construire une image assez précise de l’évolution de l’univers, la transition du PQG aux baryons est encore un mystère de la nature. La figure 1.14 représente l’évolution de l’univers tel que les scientifiques la comprennent. Pour vérifier la validité de l’hypothèse du PQG, il faut reproduire des densités d’énergie similaires à celle ayant existées naturellement et conduisant à

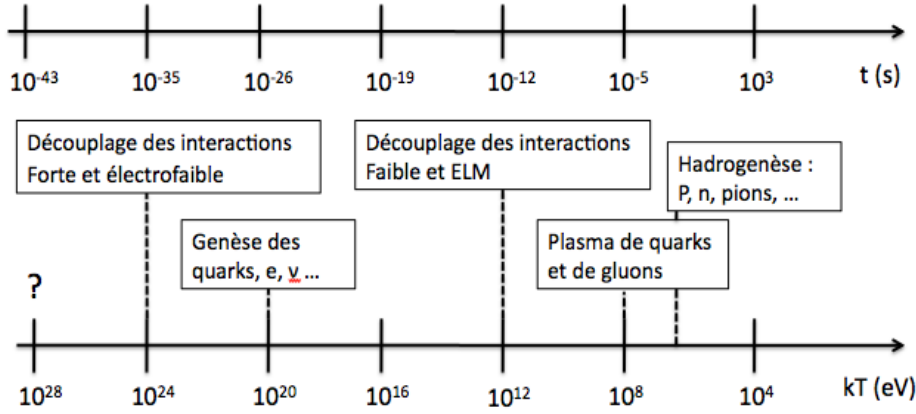


FIGURE 1.14 – Evolution de la matière du Big Bang à l'hadronisation.

cet état de matière. Pour cela, nous utilisons des collisions d'ions lourds. Si le PQG est produit alors ce nouvel état de matière doit laisser des traces expérimentales.

Commençons par la suppression des quarkonia pour illustrer la démarche communément suivie dans l'étude du PQG. La plus part des découvertes commencent par une théorie et ce n'est pas cet exemple qui le démentira. En **1986** les théoriciens prédisaient que si un PQG se formait en collisions d'ions lourds, nous devrions observer la suppression du J/ψ ¹⁸ [50]. La suppression des quarkonia¹⁹ est l'une des signatures du QGP les plus étudiées. Aux instants initiaux de la collision de noyaux lourds, la fusion de gluons qui produit une paire $c\bar{c}$ colorée (les processus $g + g \rightarrow c + \bar{c}$ est le processus de production de paires $c\bar{c}$ dominant aux énergies considérées). Pour devenir un J/ψ elle doit être neutre de couleur, par exemple en émettant un gluon. Les mécanismes qui mènent à sa formation sont encore mal compris. Si un PQG est produit juste après la collision, la paire $c\bar{c}$ colorée est amenée à interagir avec lui et à se dissocier dans le milieu déconfiné.

Expérimentalement, la suppression du J/ψ est observée dans les collisions d'ions lourds depuis 1989 [51] sur des expériences de cible fixe puis dans les collisions de faisceaux. Afin de s'en tenir uniquement à l'état de l'art, seuls les résultats les plus récents sont mentionnés. Les collaborations ALICE (Cf. 2.1.3) et CMS (Cf. 2.1.4) ont publié une mesure du taux de J/ψ en collisions plomb-plomb (PbPb), relatif à celui obtenu en collisions proton-proton (pp) [52, 53]. Pour caractériser la suppression du J/ψ , ainsi que tout autre effet dû au PQG, il faut un point de référence. Les sections efficaces de production obtenues en pp sont ce point de référence car les conditions de formation d'un PQG ne sont à priori pas réunies lors de ces collisions nucléon-nucléon (du moins selon les prédictions de QCD [49]). Sur la figure 1.15 les résultats sont présentés sous forme de rapport de modification nucléaire, R_{AA} . Il représente le taux de particules produites, en l'occurrence des J/ψ , normalisé par la référence pp associée qui est multipliée par le nombre de collisions élémentaires N_{coll} (Cf. 3.1.3). A gauche, le R_{AA} mesuré par ALICE est présenté en fonction de la densité de particules chargées à rapidité centrale. A droite, le R_{AA} mesuré par CMS

18. Le J/ψ est un état de paire $c\bar{c}$ lié appartenant à la famille des charmonia. Il est le charmonium le plus lié facilement détectable

19. Parmi les mésons, il en est de spécifiques appelés quarkonia, formés d'une paire quark-antiquark de même saveur dont l'énergie de liaison est faible devant leur masse. Il s'agit des paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

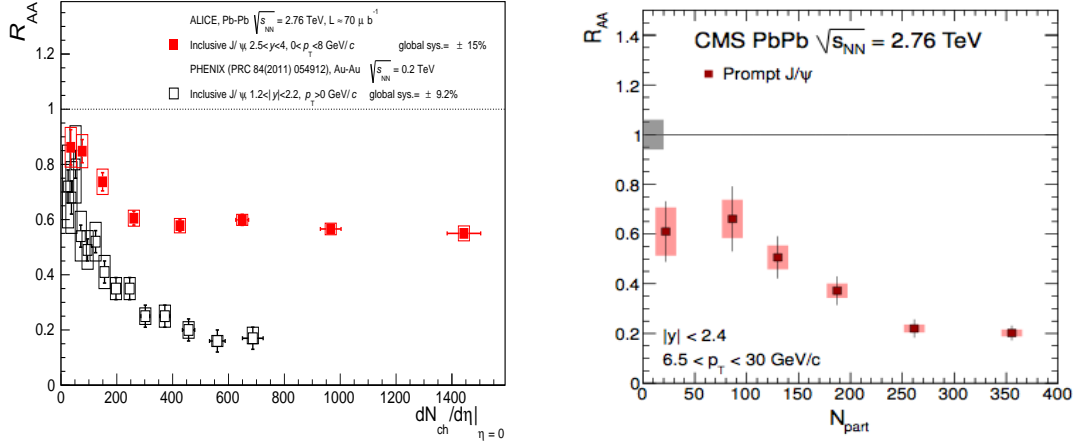


FIGURE 1.15 – A gauche, R_{AA} inclusif de J/ψ en fonction de la densité de particules chargées à rapidité centrale et $p_T < 8$ GeV/c, mesuré en collisions PbPb à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV par le détecteur ALICE. Les valeurs obtenues sont comparées aux résultats de PHENIX en collisions Au-Au à $\sqrt{s} = 200$ GeV. A droite, R_{AA} des J/ψ directs (ne provenant pas des décroissance de mésons B) avec $6,5 < p_T < 30$ GeV/c, en fonction du nombre moyen de participants par collision mesuré par l’expérience CMS, également à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV.

est en fonction du nombre de participants à la collision, qui est directement relié à la densité d’énergie produite. Plus grande est la densité d’énergie, plus la chance de former un PQG augmente. La suppression du J/ψ devrait donc augmenter avec la densité d’énergie. Un R_{AA} plus petit que 1 indique la suppression de la particule par rapport à une simple superposition de collisions nucléon-nucléon.

A gauche de la figure 1.15 les points noirs sont les résultats de l’expérience PHENIX au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider à Brookhaven) obtenus dans des collisions or-or pour une énergie du centre de masse $\sqrt{s} = 0,2$ TeV [54]. Les points rouges sont les mesures d’ALICE obtenues au LHC avec $\sqrt{s} = 2,76$ TeV. Le J/ψ est reconstitué dans son canal muonique ($J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$). Les mesures de PHENIX montrent une très large suppression du J/ψ , qui augmente avec la multiplicité des collisions. L’hypothèse de suppression du J/ψ en collisions d’ions lourds semble donc validée. Cela dit, avec une plus grande énergie dans le centre de masse (au LHC), on s’attendrait à créer un PQG plus conséquent et donc des effets de suppression encore plus accentués. Or, ce n’est pas le cas. Les résultats d’ALICE montrent une suppression suivie d’un plateau à $R_{AA} \sim 0,6$, soit deux à trois fois plus grand que les valeurs de RHIC, pour une même densité de particules et au-delà. Ce phénomène s’expliquerait pas une suppression compensée par un effet de production de J/ψ supplémentaire au LHC. Il s’agirait d’un mécanisme de (re)combinaison entre quarks lourds décorrélés présents dans le milieu [55, 56] (un quark lourd se recombinerait alors dans le PQG avec un antiquark issu d’une autre paire $c\bar{c}$). Cette production de J/ψ est proportionnelle au nombre de paires produites au moment initial de la collision et dépend de la densité d’énergie de la collision. Cette contribution pourrait être dominante à haute énergie et expliquerait ainsi la différence avec RHIC où la densité d’énergie ne permet pas autant de (re)combinaison qu’au LHC.

Cependant, les résultats obtenus par CMS à droite de la figure 1.15, semblent à première vue ne pas être compatibles avec ceux d’ALICE puisque le R_{AA} descend jusque 0,2 dans les collisions les plus denses, indiquant ainsi une suppression nette des J/ψ . Mais, les J/ψ sélectionnés par les deux expériences n’ont pas la même ciné-

tique. ALICE reconstruit des J/ψ de faible impulsion ($0 < p_T < 8$ GeV/c où p_T représente l'impulsion dans le plan transverse, c'est à dire perpendiculaire aux faisceaux) alors que CMS reconstruit des J/ψ de grande impulsion²⁰ ($6,5 < p_T < 30$ GeV/c). Les détecteurs ont également une couverture spatiale différente. L'hypothèse de (re)combinaison est favorisée si les quarks ont une impulsion faible (si ils sont trop rapides ils ont moins de chance de s'associer). Des mesures complémentaires d'ALICE indiquent que le R_{AA} du J/ψ est environ deux fois plus grand pour des J/ψ entre 0 et 3 GeV/c que celui obtenu pour des J/ψ entre 3 et 8 GeV/c. Il semblerait donc que les J/ψ de faibles impulsions transverses proviennent en grande partie de (re)combinaison.

Remarque : Bien que l'étude du J/ψ ne soit pas reliée à cette analyse du $W \rightarrow \mu + \nu$, elle prouve deux choses essentielles dans le cadre de QCD à haute énergie : l'importance de la complémentarité des expériences et la complexité du milieu avec lequel nous travaillons.

Pour essayer de dissocier les effets de suppression et (re)combinaison au LHC il faut regarder des quarkonia plus lourds. Le taux de production des quarks b est plus faible que celui de quarks c du fait de leur grande différence de masse (Cf. 1.2.4). La recombinaison est plus limitée et la suppression des botomonia²¹ devrait donc être clairement vérifiée. CMS a mesuré la suppression des états excités $\Upsilon(2s)$ et $\Upsilon(3s)$ par rapport à l'état fondamental $\Upsilon(1s)$ [58, 59]. Les résultats indiquent que les états excités se dissocient plus dans le milieu créé que l'état fondamental. Ces résultats vont dans le sens d'une suppression séquentielle des bottomonia en fonction de leur énergie de liaison. Plus le milieu est chaud plus l'effet d'écrantage devient puissant et il parvient à dissocier des paires très liées, comme l'état fondamental $b\bar{b}$. Cela dit, puisque le $\Upsilon(1s)$ provient à 50 % de désintégration des états excités, nous ne pouvons pas être sûrs que sa suppression n'est pas simplement le résultat de la suppression des états excités.

L'exemple de la suppression/re(combinaison) des quarkonia a été choisi à titre d'illustration mais c'est en fait toutes les sondes chargées de couleur qui sont sensibles au PQG. La figure 1.16 représente l'ensemble des mesures de R_{AA} réalisées par CMS, obtenues des collisions PbPb à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV, afin de quantifier la suppression des sondes fortes. A gauche, il s'agit du R_{AA} des $\Upsilon(1s)$, $\Upsilon(2s)$ et $\Upsilon(3s)$, mentionnés ci-dessus. A droite, l'ensemble des R_{AA} obtenus des particules chargées, des jets, des bosons électrofaibles et des J/ψ indirects est représenté. Le R_{AA} des jets (vert) obtenu pour les collisions les plus denses en énergie montre une suppression supérieure à 50% par rapport aux collisions pp. En traversant le milieu les particules constituant les jets : quarks, gluons, hadrons (chargés et neutres), perdent une partie de leur énergie. Le jet peut être détecté avec moins d'énergie finale mais aussi avoir complètement disparu. Cependant, l'énergie perdue en traversant le milieu doit être conservée. Il s'avère que cette énergie semble distribuée en création de nouvelles particules de faibles énergies. Le R_{AA} des particules chargées est fortement supprimé autour de 8 GeV/c et cette particularité est caractéristique de particules chargées

20. Vers l'avant il est possible de reconstruire des J/ψ jusque 3 GeV/c en collisions PbPb [57] et jusque 0 en collisions pp.

21. Les botomonia sont la famille des paires $b\bar{b}$, constituée de l'état fondamental ($\Upsilon(1s)$) et principalement de deux états excités ($\Upsilon(2s)$ et $\Upsilon(3s)$ détectables).

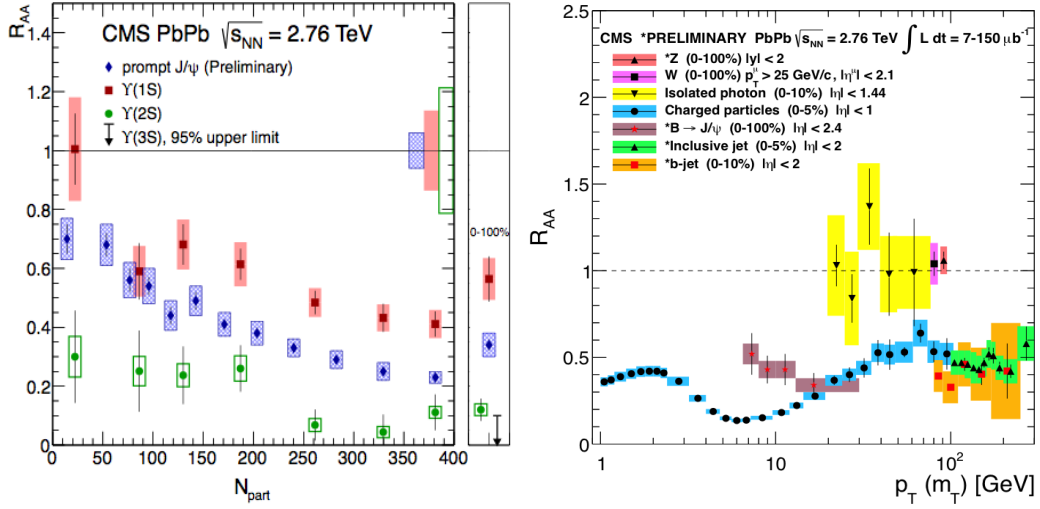


FIGURE 1.16 — Mesure des R_{AA} pour les bottomonia [59] (gauche) et les jets inclusifs, jets de b , particules chargées, J/ψ provenant de hadrons b et des bosons électrofaibles dans leur canaux leptoniques (droite), réalisés par l'expérience CMS.

contenues dans les jets supprimés. L'atténuation des jets et le comportement des hadrons constituent une branche d'étude beaucoup plus complexe que ce simple aperçu et des mesures détaillées sont fournies dans les références suivantes [60–65].

Nous remarquons également que le R_{AA} des J/ψ apparaît sur la figure 1.16. Cependant, il s'agit uniquement des J/ψ provenant de la désintégration d'un méson B . La durée de vie du B est plus longue que celle du PQG ($\sim 500 \mu\text{m}/c$ comparé à $\sim 10 \text{ fm}/c$). Par conséquent la désintégration du B en J/ψ ne souffre pas de la présence du milieu (puisque le J/ψ est créé plus tard) mais le hadron B perd son énergie en traversant le PQG et le taux de J/ψ résultant de sa désintégration s'en trouve affecté.

Les derniers points de la figure 1.16 concernent les taux de production des bosons électrofaibles qui ont un R_{AA} compatible avec 1 [66–68]. Attardons nous particulièrement sur les bosons Z et W . Ces deux bosons sont produits au premier ordre par la fusion d'un quark de valence et d'un antiquark de la mer, chacun pris dans un proton ou neutron des noyaux de plomb :

$$\begin{cases} d + \bar{u} \rightarrow W^- \\ u + \bar{d} \rightarrow W^+ \\ d + \bar{d} \rightarrow Z \\ u + \bar{u} \rightarrow Z \end{cases} \quad (1.33)$$

Les bosons faibles sont reconstruits via leurs canaux de désintégration leptoniques, représentant chacun approximativement 10 % des désintégrations des bosons faibles. Bien que le rapport d'embranchement soit beaucoup plus faible que celui des désintégrations hadroniques, et donc la statistique plus limitée, il peut différencier les bosons faibles de l'environnement créé lors de collisions hadroniques, ce qui n'est pas le cas des désintégrations en paire de quarks. Du fait de leur grande masse, les bosons faibles se désintègrent (10^{-24} s) bien avant la formation de PQG. Les leptons issus de leur désintégration ne sont pas chargés de couleurs il n'y a donc aucune raison que ces leptons souffrent de la présence de PQG. Théoriquement,

le taux de production de ces bosons doit être le même en collision PbPb que celui obtenu des collisions pp (rapporté au nombre de collisions élémentaires). Cette mesure expérimentale était nécessaire afin de vérifier que les suppressions observées dans les quarkonia et les jets sont bien dues au PQG et non pas à un autre effet de la matière nucléaire qui apparaîtrait aux instants initiaux de la collision. Un R_{AA} compatible avec 1 confirme l'hypothèse que le taux de production des particules est bien proportionnel au nombre de collisions nucléon-nucléon.



Les bosons faibles via leur canaux de désintégration leptonique donne un accès direct aux conditions initiales de la collision. Les résultats précédents prouvent que devant les effets importants du PQG sur les sondes sensibles à l'interaction forte, toute autre modification due au fait que nous sommes en présence de collisions de noyaux (et non pas juste d'un nucléon), apparaît comme non significative. Cependant des effets nucléaires subtils, invisibles à cause du manque de sensibilité des données et des observables choisies peuvent exister.

1.3.3 Matière nucléaire

Dans l'étude des collisions d'ions lourds il ne faut pas négliger le fait que nous travaillons avec des noyaux et que l'environnement nucléaire présente forcément des spécificités. Dans un premier temps je vous propose de nous intéresser à des effets nucléaires attendus et maîtrisés. Puis, nous aborderons des effets plus subtils et complexes.

Effet d'isospin

Un effet nucléaire trivial est l'effet dit *d'isospin*. Les particules produites par la fusion de quarks peuvent être sensibles au fait que protons et neutrons ne sont pas faits des mêmes quarks. C'est le cas du W qui est produit avec une charge négative lors de la fusion d'un quark d et avec une charge positive lors de la fusion d'un quark u . Un noyau de plomb est constitué de 238 nucléons dont 82 protons. Puisqu'il y a plus de neutrons, donc plus de quarks d (Cf. 1.2.1), plus de W^- que de W^+ doivent être produits. Cependant, ce ne sont pas les W que nous détectons directement mais leurs produits de désintégration. Il faut donc également prendre en compte la cinématique de décroissance des W . Dans le cas d'une fusion quark de valence et quark de la mer il faut considérer le cas de figure suivant. Le W^- , qui est d'hélicité gauche, suit la direction du quark de valence qui le produit et se désintègre en un muon et un antineutrino. Les antineutrinos sont d'hélicité droite et le muon de chiralité gauche (Cf. 1.1.2). Cette particularité, dans la limite où le muon peut être considéré de masse négligeable et que donc sa chiralité correspond à son hélicité, amène les muons à être émis dans la direction du W^- . Ils sont poussés vers l'avant. Les μ^+ provenant de la désintégration d'un W^+ sont droits et les neutrinos sont gauches. Le W^+ étant également de chiralité gauche, les μ^+ sont donc émis dos à la direction que suit le W^+ . Ces différences de cinématiques ont une importance puisque aucun détecteur ne couvre la totalité de la région spatiale de l'interaction et des préférences de détection existent. L'observable qui peut vérifier cet effet *d'isospin*, auquel s'ajoute la conservation spin-impulsion des désintégrations faibles, est l'asymétrie de charge définie précédemment par l'équation 1.31. La figure 1.17 représente l'asymétrie de charge des μ^+ et μ^- obtenue dans les collisions PbPb et pp à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV [66].

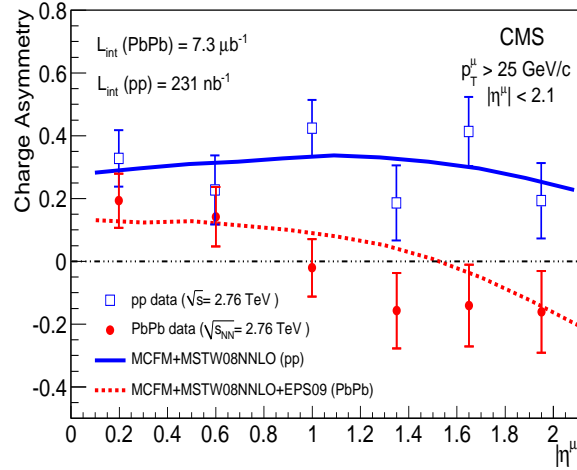


FIGURE 1.17 – Asymétrie de charge pour les μ^+ et μ^- provenant de la désintégration de bosons W en collisions PbPb (en rouge) et en collisions pp (en bleu) à $\sqrt{s} = 2,76$ TeV. L’asymétrie de charge est représentée en fonction de la pseudo-rapacité (Cf. 3.1.1) du muon [66].

L’incertitude statistique est grande, uniquement 550 bosons W ont été reconstruits en collisions PbPb. La collision étant symétrique par rapport à la pseudo-rapacité du muon (Cf. 3.1.1), $\eta = 0$, l’asymétrie est représentée en fonction de $|\eta|$, exactement comme les mesures réalisées en collisions pp (voir figure 1.13). L’asymétrie obtenue dans les données pp à 2,76 TeV est toujours positive, indiquant qu’il y a plus de W^+ détectés que de W^- . Ce résultat est attendu puisque les protons ont deux fois plus de quarks u que de quarks d . Les données sont comparées aux prédictions théoriques (courbe bleue) obtenues par le calcul des sections efficaces extraites à l’aide des PDFs (Cf. 1.3.1). Nous remarquons que la forme de l’asymétrie de charge en collisions pp à 2,76 TeV est différente de celle obtenue à 7 TeV en figure 1.13. Le régime d’énergie à 2,76 TeV ne permet pas de considérer les petits x et sur tout l’intervalle de pseudo-rapacité sondée nous avons $u(x) \gg d(x)$ et une différence quasiment constante entre les nombre de W^+ et de W^- . En collisions PbPb, plus de W^- que de W^+ sont produits dans tout l’espace des phases disponible (car plus de neutrons). Cependant, l’asymétrie est négative uniquement pour $\eta > 1,2$. Ceci s’explique par la conservation spin-impulsion qui se rajoute à l’effet *d’isospin*. Les μ^- sont produits et détectés majoritairement à grande valeur de pseudo-rapacité et les μ^+ pour des petites valeurs de pseudo-rapacité, créant ainsi cet excès de μ^+ à rapidité centrale. Les paramétrisations reproduisent bien les données car cet effet est bien compris.

Modification des PDFs dans un noyau

Cela dit, des effets moins triviaux existent. Par exemple le comportement des PDFs dans un noyau (Cf. 1.3.1). Est-ce que les PDFs, qui dépendent du parton et du hadron considérés, peuvent également dépendre d’effets nucléaires provenant des nucléons environnants? C’est en tout cas ce que nous pensons puisque les PDFs sont sensibles aux phénomènes à l’échelle partonique. Si c’est le cas, de tels effets se trouvent également en collisions PbPb. Comment peut-on alors différencier ces effets de ceux survenant par la présence d’un PQG? L’étude des PDFs en environnement nucléaire (nPDFs) a donc un intérêt double :

- Comprendre la matière nucléaire. Que se passe-t-il pour les quarks lorsqu'en plus d'être confinés en nucléon, ils sont à l'intérieur d'un noyau ?
- Permettre d'estimer la contribution des effets initiaux aux effets finaux observés dans les collisions d'ions lourds, afin d'isoler les modifications dues à la présence de PQG.

Les nPDFs se caractérisent par les PDF obtenues dans les protons mais subissant des modifications nucléaires. Si l'on dénote la PDF d'un parton f dans un proton par la fonction $f^{P,A}$ et, par $f^{N,A}$ la PDF d'un parton du neutron (le proton et le neutron étant eux-mêmes contenus dans un noyau A), alors les nPDFs (f^A) du noyau A se définissent comme :

$$f^A = \frac{Z}{A} f^{P,A} + \frac{N}{A} f^{N,A} \quad (1.34)$$

où Z et N sont les nombres de protons et de neutrons constituant le noyau A . Les fonctions $f^{P,A}$ et $f^{N,A}$ peuvent s'exprimer comme la PDF d'un parton dans un proton (ou neutron) libre auquel est appliqué un facteur de modification nucléaire :

$$f^{P,A}(x, Q^2) \equiv \mathcal{R}_f(x, Q^2) f^P(x, Q^2) \quad (1.35)$$

où $f^P(x, Q^2)$ est la PDF du parton dans un proton libre. Tout comme les PDFs, les nPDFs sont extraites des données par la paramétrisation du facteur $\mathcal{R}_f(x, Q^2)$. Toutes les paramétrisations des nPDFs utilisent au moins les données obtenues de DIS sur des noyaux et par la production de bosons Z et γ^* dans les collisions proton-nucléon.



Une paramétrisation des nPDFs publique (pouvant être utilisées par les expérimentateurs pour comparer leur données aux prédictions) est EPS09 [69] (les résultats de cette thèse seront entre autres comparés à cette paramétrisation). Elle prend en compte les données DIS fournies par le SLAC et la production de π^0 (hadron le plus abondant formé entre autre de la fragmentation de jet de gluon) en plus de la production de Z/γ^* , provenant des collisions pp et proton-nucléon (RHIC et LHC). La PDF de parton dans un nucléon libre est paramétrée par CTEQ ou bien CT10 (plus récente Cf. 1.3.1). L'équation 1.35 devient :

$$f^{P,A}(x, Q^2) \equiv \mathcal{R}_f(x, Q^2) f^{CT10}(x, Q^2) \quad (1.36)$$

Le facteur de modification nucléaire est extrait à l'échelle d'énergie $Q^0 = 1,3 \text{ GeV}$ selon trois composantes [70] :

- $\mathcal{R}_v^A(x, Q^2)$ qui décrit les modifications des quarks de valence ;
- $\mathcal{R}_s^A(x, Q^2)$ qui décrit les modifications des quarks de la mer ;
- $\mathcal{R}_g^A(x, Q^2)$ qui décrit les modifications des gluons ;

Il est pour l'instant impossible de dissocier les saveurs des quarks à cause du manque de données. Ce travail de thèse apporte des éléments nouveaux sur ce point précis.

La figure 1.18 représente un exemple de distribution du facteur de modification nucléaire $\mathcal{R}_i^A(x, Q^2)$ (où $i = v, s, g$). Les différents paramètres sont variés pour obtenir la forme précise correspondant à chaque type de parton mais tous présentent les quatre régimes suivants :

- le shadowing caractérisé par $\mathcal{R}_i^A(x, Q^2) < 1$ à petits x ($< 0,1$). Les modifications nucléaires entraînent la diminution de la densité de partons dans cette région en x par rapport à un proton (ou neutron) libre [71] ;

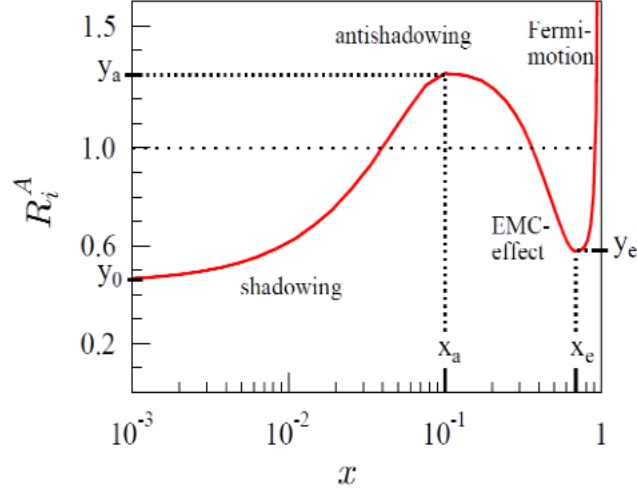


FIGURE 1.18 – Distribution de facteur de modification nucléaire en fonction de x . Les différents paramètres tels que y_A , x_A fixe l’amplitude du shadowing et des autres processus, en fonction de l’échelle d’énergie Q et du parton sondé (gluons, quarks de valences et de la mer) [70].

- l’anti-shadowing lorsque $\mathcal{R}_i^A(x, Q^2) > 1$ qui correspond à l’augmentation de densité de partons dans ce régime (pour compenser les effets de shadowing des partons à petits x) ;
- l’effet EMC également caractérisé par $\mathcal{R}_i^A(x, Q^2) < 1$ mais cette fois à des x beaucoup plus grands ;
- le Fermi motion est significatif d’une divergence à très grand x .

Les valeurs exactes de x pour lesquels ces effets apparaissent (ainsi que leur amplitude) changent en fonction du type de parton sondé et de l’échelle d’énergie Q .

1.3.4 Les W dans les collisions proton-noyau

Les collisions proton-plomb (pPb) du LHC permettent de compléter l’image de la matière nucléaire pour des énergies encore jamais atteintes. Elles sont également indispensables pour caractériser les effets initiaux (en particulier les nPDFs) des collisions PbPb. Les mesures de quarkonia et jets réalisées en collisions PbPb sont par exemple effectuées en collisions pPb afin de quantifier les effet initiaux existant en collisions PbPb et, pouvant peut-être participer aux phénomènes pour l’instant attribués au PQG.

Prenons les mesures du J/ψ qui ont été réalisées par l’expérience ALICE afin de compléter l’image de sa suppression et re(combinaison) mentionnées en 1.3.2 [72]. L’observable des collisions PbPb, le R_{AA} , peut également se calculer en collisions pPb et devient le R_{pPb} . Il s’agit de la comparaison du taux de production de la sonde choisie en collisions pPb par rapport aux collisions pp. Au contraire des collisions PbPb, nous ne disposons pas de données pp à la même énergie dans le centre de masse que celle des collisions pPb (5,02 TeV). Pour utiliser cette observable, il faut donc des références théoriques ou des extrapolations de données (ce qui amène des sources d’incertitudes). La figure 1.19 (gauche) représente le R_{pPb} du J/ψ mesuré par ALICE. Sur cette figure les données obtenues pour $2 < \eta < 4$ montrent clairement une suppression par rapport aux prédictions des collisions pp. Selon l’équation 1.30, les gluons participant à la création de J/ψ emportent une petite impulsion x quand

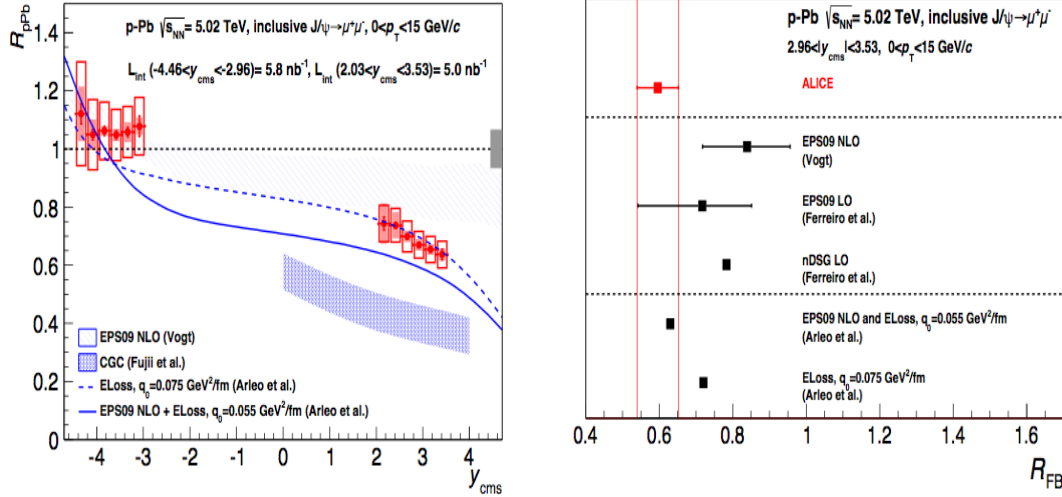


FIGURE 1.19 — R_{pPb} (gauche) et R_{FB} (droite) du J/ψ en collisions pPb à $\sqrt{s} = 5,02$ TeV par unité de pseudo-rapidité [72].

la rapidité est positive et grande. Le shadowing (Cf.1.3.3) présent en collisions pPb est donc sûrement responsable d'une partie de la suppression observée en collisions PbPb. Les données mesurées par ALICE sont comparées aux prédictions de EPS09. La paramétrisation semble surestimer la suppression des données. Un effet initial supplémentaire est ajouté pour expliquer la suppression de ces quarkonia. Il s'agit d'un mécanisme de diffusion de gluon à petits x ayant un impact direct sur les quarkonia provenant de ces gluons [73]. Le manque de données en collisions nucléaires à cette échelle d'énergie (nécessaire pour sonder les gluons et quarks de la mer à très petits x) laisse place au développement de beaucoup de modèles. Le modèle du CGC (color glass condensate), analogue à la saturation de gluons à très petits x en est un autre. Les résultats du J/ψ ne semblent pas lui donner raison. En présence de collisions asymétriques de nouvelles observables peuvent être construites. Il y a par exemple les rapports dits Forward/Backward (F/B littéralement avant/arrière) où les taux de particules produits à l'avant ($+\eta$) sont comparés aux taux obtenus à l'arrière ($-\eta$). Cela permet de sonder la proportion de partons ayant un grand x par rapport à ceux emportant un petit x . Un exemple est donné dans la mesure du J/ψ en collisions pPb, à droite de la figure 1.19. Cette fois encore les données favorisent le modèle de perte d'énergie des gluons en milieu nucléaire.

Ces résultats sur le J/ψ semblent apporter des éléments de réponses sur les effets induits par la matière nucléaire. Cependant, des mesures du « ridge » [74, 75] en figure 1.20 ont commencé à remettre beaucoup d'idées en question. Les corrélations entre deux particules chargées sont étudiées en fonction de $\Delta\phi$ (angle entre les deux particules dans le plan transverse) et $\Delta\eta$ (différence d'angle longitudinale entre les deux particules). Si les particules ne sont pas corrélées entre elles et se déplacent de manière aléatoire, alors tout devrait être plat. Le pic de densité autour de $\Delta\phi = 0$ et $\Delta\eta = 0$ représentent des particules corrélées appartenant à des jets. Mais, cette montée de part et d'autre du pic, aussi étendue en $\Delta\eta$, indiquerait une expansion de la collision identique de part et d'autre du plan transverse. Elle ne peut exister que si les particules se déplacent de manière corrélée. Cette structure en $\Delta\phi$ positif est très présente en collisions PbPb mais également en collisions pPb bien qu'un peu atténuée. Avant ces mesures, les physiciens pensaient qu'il était impossible de créer un PQG dans les collisions pPb puisque les conditions ne sont pas réunies

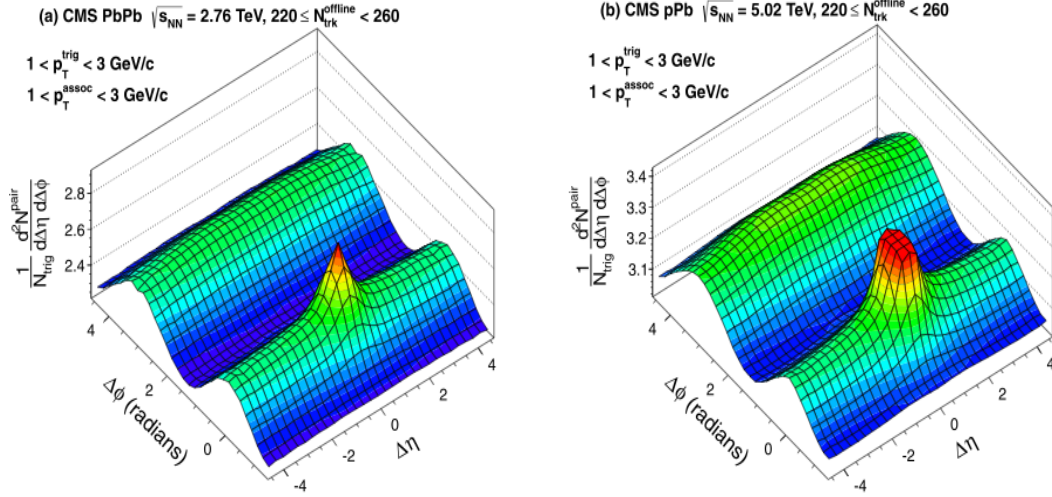


FIGURE 1.20 — Distribution 2-D de la corrélation $\Delta\phi$ et $\Delta\eta$ de paire de particules chargées dans les collisions PbPb à 2,76 TeV (gauche) et pPb à 5,02 TeV (droite), pour des événements de multiplicité équivalente.

(théoriquement) pour permettre la création d'un tel milieu. Aux regards de ces mesures en collisions pPb (et même en collisions pp [76]), plus rien n'est sur. Les collisions pPb semblent présenter les caractéristiques d'un milieu collectif et corrélé.

Si des gouttes de PQG sont créées en collisions pPb alors les prédictions du changement de phase de QCD doivent être repensées et les données PbPb également. De même, comment savoir que les effets vus dans les mesures du J/ψ sont bien dues à la matière nucléaire (effets initiaux) et non pas à une goutte de PQG ? Dans ce contexte, il devient important de s'appuyer sur des sondes propres, c'est à dire des sondes insensibles au PQG. Les mesures de bosons faibles semblent donc tout indiquées. Cependant, ces bosons proviennent de la fusion de quarks (la plus part des sondes modifiées par le PQG proviennent de gluons) et l'échelle d'énergie Q est bien plus haute que celles des quarkonia (par exemple). Malgré ces différences qui ne permettent pas de sonder directement certains effets froids importants dans l'étude du PQG, ils peuvent apporter des réponses importantes quand à la modification des quarks à des énergies encore jamais sondées. Cet atout est principalement intéressant dans les études Z/W +jet. L'asymétrie de la collision pPb permet également de sonder les quarks de la mer, à travers des rapports F/B de production du Z ou du W .



L'analyse du boson W offre deux avantages par rapport à l'étude du boson Z . Leur section efficace de production est environ dix fois supérieure, ce qui est capitale si l'on souhaite contraindre significativement les nPDFs. De plus les deux états de charge, W^+ et W^- , ne sont pas sensibles à la même saveur de quark et peuvent donc apporter des réponses quant à des modifications nucléaires dépendantes de la saveur. En revanche, nous n'avons pas expérimentalement accès à la pseudo-rapacité du W (nous ne pouvons reconstruire la composante longitudinale du neutrino). Cela n'est qu'un petit inconvénient puisque comme nous maîtrisons très bien la désintégration de ces bosons, nous pouvons directement travailler avec la rapidité du lepton. En revanche, pour estimer les régions en x sondées il faudra faire l'approximation $y_W \sim y_\mu$. Cela dit, cette approximation est raisonnable [77].

Nous avons donc décidé de réaliser l'analyse du $W \rightarrow l + \nu$ en collisions pPb. Dans un premier temps, il faut obtenir les sections efficaces de production des W^+ et des W^- ; cette démarche est intégralement exposée dans les chapitres 3, 4 et 5. Puis, afin d'obtenir un pouvoir discriminant par rapport aux paramétrisations des nPDFs nous construirons quatre asymétries dans le chapitre 6. Les trois premières : l'asymétrie de charge des leptons (Cf. équation 1.31), l'asymétrie forward/backward du W^+ et du W^- , sont inspirées par la référence [77]. L'asymétrie des leptons permettra de vérifier l'effet d'isospin mais des révélations plus surprenantes apparaîtront (Cf. 6.2.3). Les asymétries forward/backward se définissent selon :

$$\mathcal{A}_1^+ = \frac{\sigma(l^+, +\eta)}{\sigma(l^+, -\eta)} \quad (1.37)$$

$$\mathcal{A}_1^- = \frac{\sigma(l^-, +\eta)}{\sigma(l^-, -\eta)} \quad (1.38)$$

et permettront de sonder les quarks de la mer en fonction de leur saveur. La dernière asymétrie proposée dans [77] sous l'appellation *Another asymmetry* se définit suivant :

$$\mathcal{A}_2 = \frac{\sigma(l^+, +\eta) - \sigma(l^+, -\eta)}{\sigma(l^-, +\eta) - \sigma(l^-, -\eta)} \quad (1.39)$$

Cette asymétrie est supposée être l'observable la plus sensible aux nPDFs car elle est la moins sensible aux PDFs des nucléons libres (naïvement la contribution du proton libre diminue par la soustraction d'une même charge dans une même région en pseudo-rapacité/ x , les effets nucléaire due au plomb dominant). Cependant sa détermination expérimentale n'a pu être réalisée (le traitement de l'erreur statistique amène des divergences à cause du dénominateur qui peut tendre vers 0). Nous avons donc proposé une autre observable :

$$\mathcal{A}_3 = \frac{\sigma(l^+, +\eta) + \sigma(l^-, +\eta)}{\sigma(l^+, -\eta) + \sigma(l^-, -\eta)} \quad (1.40)$$

qui permet de compléter les informations des asymétries \mathcal{A}_1^+ et \mathcal{A}_1^- . Les incertitudes ainsi diminuées apporteront des contraintes plus strictes sur les paramétrisations.

Les sections efficaces des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow l^- + \nu$, ainsi que les quatre asymétries proposées précédemment seront comparées à deux paramétrisations : CT10 et EPS09 (Cf. 1.3.1 et Cf. 1.3.3). La première correspond au traitement des nPDFs par une superposition de PDFs de proton (neutron) libre, sans aucune modification nucléaire ($\mathcal{R}_i^A(x, Q^2) = 1$) autre que l'effet trivial d'isospin. La seconde utilise les PDFs de protons et neutrons libres mais avec les modifications nucléaires de la figure 1.18 prédites à l'échelle Q^2 correspondant au W . La figure 1.21 représente les rapports de modification nucléaire $\mathcal{R}_v^A(x, Q^2)$ et $\mathcal{R}_s^A(x, Q^2)$ pour la paramétrisations EPS09 à $Q^2 \sim 6500 \text{ GeV}^2 = m_W^2$. Sur cette figure uniquement les quarks u et \bar{u} sont notifiés mais cette paramétrisation suppose que $\mathcal{R}_u^A(x, Q^2) = \mathcal{R}_d^A(x, Q^2)$ (et la même chose pour les antiquarks de la mer). A cette échelle d'énergie et si l'on considère $y_W \sim \eta_\mu$, alors d'après l'équation 1.30 les régions en x sondées par CMS ($|\eta| < 2.4$) et pour une énergie du centre de masse de 5,02 TeV, sont : $10^{-3} < x < 10^{-2}$ où l'on s'attend à du shadowing (diminution de la densité de partons) à grande rapidité positive et, $10^{-2} < x < 10^{-1}$ où pourrait apparaître de l'anti-shadowing (augmentation de la densité de partons) à grande rapidité négative.

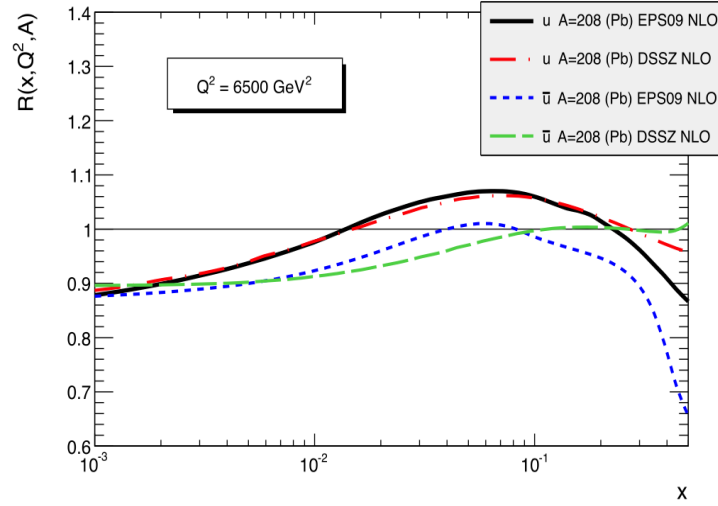


FIGURE 1.21 – Distribution des rapports de modification nucléaire $\mathcal{R}_v^A(x, Q^2)$ et $\mathcal{R}_s^A(x, Q^2)$ pour les paramétrisations EPS09 et à $Q^2 \sim 6500 \text{ GeV}^2$. Artiste : François Arleo.



Dans cette thèse les sections efficaces des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow l^- + \nu$ seront extraites pour dix intervalles de pseudo-rapidité des leptons (la statistique d'environ 20 000 W permet cette précision) : $[-2, 4; -2]$, $[-2; -1, 5]$, $[-1, 5; -1]$, $[-1, -0, 5]$, $[-0, 5; 0]$, $[0; 0, 5]$, $[0, 5; 1]$, $[1; 1, 5]$, $[1, 5; 2]$, $[2; 2, 4]$. Les résultats seront donnés pour η_{lab} (laboratoire) qui ne correspondra pas à η_{CM} (centre de masse) du fait de l'asymétrie de la collision et donc du décalage en rapidité (Cf.3.1.1). Ce choix est dicté par la volonté de ne pas perdre des données et de présenter l'asymétrie de charge dans les mêmes intervalles que les asymétries backward/forward. Cette étude a été réalisée dans deux canaux de désintégrations : $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ et $W \rightarrow e + \nu_e$ et les résultats ont été combinés afin d'obtenir des incertitudes statistiques intéressantes pour contraindre les nPDFs [78]. Ce manuscrit relate les résultats obtenus dans le canal muonique qui fait l'objet de mon travail personnel.

Les motivations sont maintenant clairement établies et tous les ingrédients indispensables à l'étude du boson $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ ont été abordés. L'enregistrement est réussi. Il est maintenant temps de parler des moyens mis en œuvre pour permettre la production de boson W et la détection de ses produits de désintégrations. Les passagers pour le vol $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ peuvent désormais se présenter à la porte d'embarquement.

Synthèse

- 1) La compréhension du proton passe par l'étude de la distribution de l'impulsion que portent tous les partons qui le constituent (PDFs). QCD ne peut prédire l'évolution en x des densités de parton mais peut s'appuyer sur des paramétrisations réalisées sur les données pour ensuite les extrapoler à des échelles d'énergie supérieures à travers les équations DGLAP.

- 2) La formation d'un plasma de quarks et de gluons est activement étudiée et les résultats du RHIC et du LHC ont déjà pu démontrer que les sondes sensibles à l'interaction forte sont modifiées par rapport aux collisions pp. Les bosons faibles peuvent servir de processus de référence pour quantifier ces effets.
- 2) En plus du PQG des effets nucléaires sont présents lors de collisions d'ions lourds. Les PDFs de proton (neutron) sont potentiellement modifiées en présence de milieu nucléaire. La paramétrisation des nPDFs est indispensable afin de comprendre comment se comporte la matière et différencier ainsi les différentes contributions observées à l'état final.
- 2) Face à la surprise des résultats obtenus en pPb il devient important de comprendre la matière nucléaire à ces échelles d'énergie. Le W en collision pPb offre un accès aux PDFs des quarks de la mer ainsi qu'à la saveurs des quarks, pour lesquelles il n'y a encore aucune données à ces échelles d'énergies.

Embarquement au point 5

À grand vaisseau, grand voyage.

Proverbe russe.

La phase d'embarquement est toujours un moment d'intense questionnement : Quel avion aurons-nous ? Les sièges seront-ils confortables ? Passerai-je un bon vol ? Découvrons tout de suite pourquoi CMS est parfaitement adapté à l'étude des bosons faibles dans le canal de désintégration leptonique. Nous suivrons en particulier la détection des muons, nos passagers de première classe. Nous proposons également une classe affaire et économique pour les autres types de particules (électrons, photons et hadrons).

2.1 Choisir le détecteur approprié

Pour un aller Paris-New York, la probabilité d'embarquer à bord d'un A380 est élevée, de quoi transformer un simple vol en une aventure¹ ! L'avion lui-même reste un objet fascinant dont le choix dépend de la destination. Il en va de même pour des détecteurs. Chaque détecteur est conçu pour répondre à des spécificités physiques choisies.

2.1.1 Les bosons faibles du LEP au LHC

Il y a tout juste quatorze ans, commença l'ère du LHC (Large Hadron Collider) quand celle du LEP (Large Electron Positron collider) s'acheva. Le LEP [79] était un collisionneur électron-positron de 27 km de circonférence, qui fonctionna de 1989 à 2000. Il reste à ce jour le plus puissant des collisionneurs leptoniques. Le tunnel qui l'accueillait fut construit près du CERN, à 100 m sous-terre, au pied de la montagne du Jura. Depuis 2008, c'est le LHC qui en occupe les lieux. Deux phases notables ont marqué la période du LEP :

1. sept ans dédiés à la mesure du boson Z ,

1. Expérimentée par l'auteur de ce manuscrit lors de son vol aller pour participer à la conférence LHCP2014.

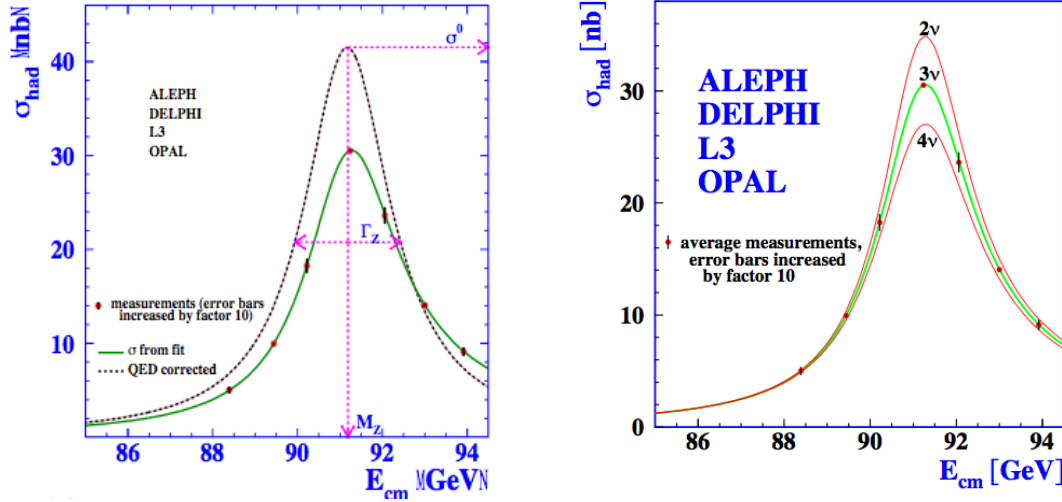


FIGURE 2.1 – Dépendance en énergie de la section efficace de production du processus $Z \rightarrow q + \bar{q}$ mesurée par les 4 expériences opérant sur le LEP [80]. À gauche, le maximum de la section efficace correspond à la masse du boson Z , m_z . À droite, différents spectres sont obtenus pour différentes largeurs à mi-hauteur, Γ_z , chacune associée à un nombre de familles de neutrinos. Les données sont en vert et correspondent à 3ν .

2. quatre ans pendant lesquels l'énergie des faisceaux a été augmentée afin de permettre l'étude du boson W .

Les sept premières années furent dédiées à l'étude du boson Z , avec un total de 17 millions d'événements Z collectés. En 1995 le pic de luminosité atteignait $2 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, ce qui correspond à environ 1000 bosons Z collectés toutes les heures et pour chacune des quatre expériences du LEP. Le surnom du LEP devint « l'usine à Z ». Le Z était reconstruit via ses désintégrations leptoniques ($Z \rightarrow l^+ + l^-$) et hadroniques² ($Z \rightarrow q + \bar{q}$). Dans un collisionneur leptonique les particules incidentes sont élémentaires. La totalité de l'énergie disponible dans le centre de masse (\sqrt{s}) provient des leptons incidents. Pour établir précisément la masse de la particule produite, en l'occurrence le boson Z , il faut mesurer la section efficace de production en fonction de \sqrt{s} . Les énergies du centre de masse produites variaient à plus ou moins 3 GeV autour du pic de résonance du boson Z (91,3 GeV). La distribution peut être visualiser sur la figure 2.1. La section efficace maximale correspond exactement à la masse du boson Z .



Les résultats combinés des quatre expériences du LEP permirent d'établir la masse du Z avec une précision encore inégalée historiquement, $m_z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}/c^2$ [80].

La largeur du pic de résonance du boson Z , Γ_z , a permis de confirmer le nombre de familles de neutrinos légers. En effet, Γ_z s'exprime comme la somme des largeurs partielles de ses processus de désintégration tels que:

$$\Gamma_z = N_\nu \Gamma_\nu + \sum_{\text{leptons}} \Gamma_l + \sum_{\text{quarks}} \Gamma_q \quad (2.1)$$

2. Pour tous les quarks excepté le quark top qui est beaucoup trop massif.

Puisque les neutrinos sont de masse négligeables, ils possèdent tous, en première approximation, la même largeur de résonance Γ_ν . Les différentes largeurs partielles sont données par la théorie du MS [81]. Les deux inconnues restantes sont donc le nombre de famille de neutrinos et Γ_z . Ainsi la mesure expérimentale de Γ_z permet de déterminer $N_\nu = 2,9840 \pm 0,0082$ (Cf. figure 2.1).

Les quatre dernières années d'activité du LEP ont été consacrées, entre autres, à l'étude du boson W . L'énergie du centre de masse fut doublée, dépassant ainsi le seuil de création de paires (W^+ , W^-). Elle s'étalait de 130 GeV à 209 GeV. Les W étaient reconstruits via leurs produits de désintégration hadronique comme le montre la figure 2.2 à 45,6%, semi-leptoniques ($WW \rightarrow qq'lv$) à 34,9% et leptoniques ($WW \rightarrow l\nu l\nu$) à 10,5%. Les 3 rapports d'embranchement précédents, prédits par le MS, ont d'ailleurs été vérifiés par le calcul de chacune des sections efficaces associée à ces trois processus [82].

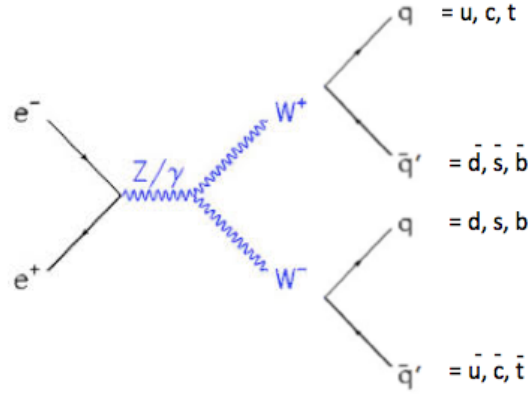


FIGURE 2.2 – Diagramme de production du boson W se désintégrant en paire qq' .

La masse du boson W peut se déterminer de la même manière que celle du Z , c'est à dire en calculant sa section efficace de production et en variant l'énergie du centre de masse, avec plus ou moins quelques GeV autour de la masse supposée. Au LEP pour créer des paires de W sur leur couche de masse il faut que $\sqrt{s} = 161$ GeV. Cependant, dans cette seconde phase de fonctionnement du LEP, la recherche ne s'axait pas uniquement sur les propriétés du W mais également sur la découverte de nouvelles physiques, qui nécessite une énergie dans le centre de masse plus élevée. Seulement 10% des données furent produites avec une énergie dans le centre de masse proche de 161 GeV. En combinant les résultats obtenus pour les quatre expériences du LEP, la masse du W fut estimée à $m_w = 80,42 \pm 0,23$ GeV/ c^2 . Pour réduire l'erreur associée à cette mesure, qui n'était pas satisfaisante, il faut plus de statistique et m_w est obtenue par reconstruction directe de ses produits de désintégration dans les canaux hadronique et semi-leptonique. Finalement, la masse obtenue correspondait à $m_w = 80,376 \pm 0,033$ GeV/ c^2 [82].

Pendant la période du LEP, un autre accélérateur, le Tevatron, réalisa des mesures de masse du Z et du W . Il s'agit d'un collisionneur de hadrons ($p\bar{p}$) à 1,96 TeV dans le centre de masse, mis en place en 1983 près de Chicago. La production du Z était plus conséquente au LEP et la mesure de sa masse beaucoup plus précise qu'au Tevatron. En effet, la méthode de détermination de masse la plus précise reste la variation de l'énergie du centre de masse autour de la couche de masse de la particule.

Or, avec un collisionneur hadronique l'énergie du centre de masse ne correspond pas uniquement à l'énergie totale des partons produisant les bosons (les hadrons ne sont pas élémentaires). En revanche, les mesures de la masse du W au Tevatron se sont montrées déterminantes bien qu'elles ne se soient effectuées qu'uniquement via les processus leptoniques ($W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ et $W \rightarrow e + \nu_e$), puisque le bruit de fond QCD créé lors de collisions hadroniques est indissociable du signal $W \rightarrow q + \bar{q}'$. La reconstruction indirecte du neutrino ne permet pas d'accéder à la masse invariante du W , mais uniquement à sa composante transverse (la reconstruction de l'énergie manquante s'effectue uniquement dans le plan transverse, Cf. 2.3.2). La méthode pour déterminer la masse du W ne peut donc pas reposer sur la reconstruction des deux produits de désintégrations. C'est donc le spectre en énergie du lepton reconstruit (muon ou électron), dépendant de la masse du W , qui permet de déterminer la masse du W . Le spectre des données fournies par le Tevatron est comparé aux profils obtenus dans les simulations, chacun correspondant à une masse de W . Plus les simulations reproduisent les données, plus la masse du W est approchée et finalement estimée à $m_w = 80,375 \pm 0,023 \text{ GeV}/c^2$ [83]. L'erreur sur m_w est plus faible au Tevatron qu'au LEP essentiellement à cause de la statistique beaucoup plus élevée (plus de 11.9 pb^{-1} de luminosité intégrée contre 3 fb^{-1} au LEP).



La combinaison des résultats sur la masse du W obtenus au LEP et au Tevatron a permis d'établir $m_w = 80,385 \pm 0,015 \text{ GeV}/c^2$ [83]. Les résultats sont présentés en figure 2.3.

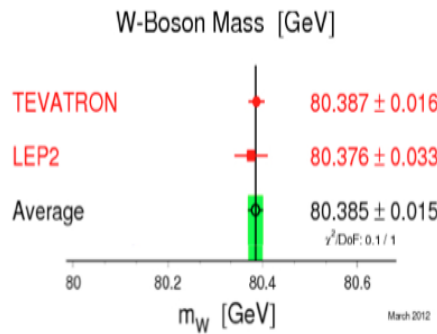


FIGURE 2.3 – Mesures de la masse du boson W effectuées au Tevatron et au LEP, ainsi que la valeur combinée [84] devenue la référence.

2.1.2 Le LHC

La mise en service du LHC prévue en 2000, n'a été effective qu'en fin d'année 2009. Depuis, trois types de collisions ont été réalisés : proton-proton (pp), plomb-plomb (PbPb) et proton-plomb (pPb). Les protons et noyaux de plomb sont collectés selon les deux procédés suivant :

- **Les protons** sont extraits à l'aide de sources ECR³ (Electron Cyclotron Resonance). Les ions H^+ ainsi formés sont accélérés par le LINAC-3 (accélérateur linéaire) jusqu'à 50 MeV.

3. Dans un gaz, les électrons soumis à un champ magnétique sont arrachés du noyau à cause de la force de Lorentz. Le gaz s'ionise, les atomes d'hydrogène deviennent de simples protons.

- **Les noyaux de plomb**, Pb^{27+} , préalablement obtenu par source ECR, sont accélérés par le LINAC-3 vers une cible de carbone, afin d'obtenir des ions Pb^{54+} à 4,2 MeV par nucléon. Ils sont ensuite accumulés, puis à nouveau accélérés à une énergie de 72 MeV par nucléon avec le LEIR (Low-Energy Injector Ring).

Les ions Pb^{54+} et H^+ ainsi obtenus sont ensuite introduits dans le Proton Synchrotron (PS) et atteignent des énergies de 5,9 et 28 GeV par nucléon, respectivement, avant d'être transférés dans le Super Proton Synchrotron (SPS). Lors de leur transfert, les ions Pb^{54+} sont dépouillés de leurs derniers électrons en traversant une feuille d'aluminium. Seuls les états Pb^{82+} sont alors accélérés jusqu'à 177 GeV par nucléon. Les protons atteignent quant à eux, une énergie de 450 GeV à leur sortie du SPS. Après leur injection, une dernière phase d'accélération est réalisée, dans le LHC.

Trois différents modules du LHC se succèdent de manière à optimiser la trajectoire des particules chargées :

1. **Des cavités radio-fréquence** qui engendrent une différence de potentiel décrit par un champ électrique, \vec{E} . Une force $\vec{F} = q\vec{E}$ est exercée sur les charges q qui circulent à l'intérieur de la cavité, ce qui résulte en l'accélération des particules.
2. **Des dipôles** qui produisent un champ magnétique \vec{B} et permettent de courber la trajectoire des charges afin d'obtenir un déplacement circulaire. Notons que la valeur du champ magnétique impose la vitesse maximale (et donc l'énergie) des particules accélérées. En effet, uniquement la force magnétique $q\vec{v} \wedge \vec{B}$ est reliée à la vitesse des particules. Ainsi, pour des charges traversant un dipôle il faut considérer :

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q\vec{v} \wedge \vec{B} \quad (2.2)$$

3. **Des quadripôles** qui sont nécessaires pour rectifier d'éventuels biais de trajectoires divergentes et maintenir la stabilité des faisceaux. Un quadripôle régule la dispersion des particules du faisceau et peut modifier la densité de particules rentrant en collision. Leur utilisation peut donc aussi permettre de réguler la luminosité (Cf. 3.1.2) délivrée à chaque expérience du LHC.



Dans les conditions de collisions pPb, l'énergie du proton est fixée à 4 TeV, ce qui correspond à un champ magnétique uniforme dans les dipôles de 9,52 T. L'énergie du noyau de plomb peut s'exprimer en fonction de sa charge Z et de l'énergie du proton :

$$E_{pb} = Z \times E_p \quad (2.3)$$

L'énergie pour chacun des nucléon du plomb s'exprime donc par le rapport Z/A . Avec $A=208$ et $Z=82$, l'énergie d'un nucléon du noyau de plomb est de 1,58 TeV.

Lors des premières périodes de prise de données au LHC, l'énergie nominale conférée au proton était de 3,5 puis 4 TeV. Elle sera augmentée à 6,5 TeV en 2015, lors de la reprise du programme de physique. La physique développée au LHC, avec les détecteurs ATLAS et CMS, a pour objectif premier la découverte du boson de Higgs dans le cadre du MS. Les mesures de masse des bosons faibles, effectuées par le LEP

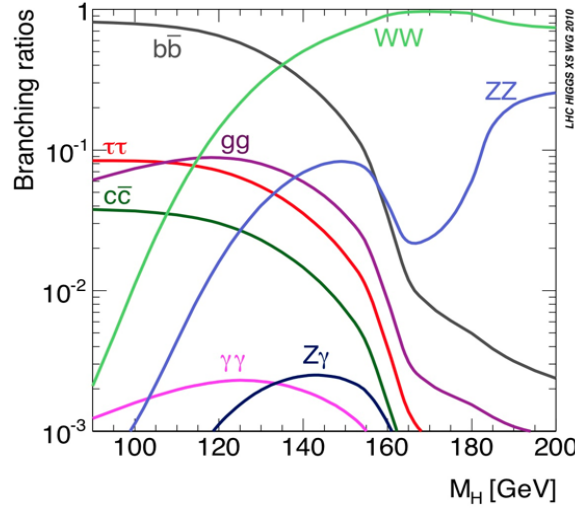


FIGURE 2.4 – Probabilité des différents canaux de désintégration du boson de Higgs, en fonction de sa masse.

et le Tevatron, sont utilisées comme références. Le boson de Higgs peut être étudié à travers de nombreux canaux de désintégrations qui dépendent de sa masse, comme le montre la figure 2.4. Une limite inférieure fut trouvée à 114,4 GeV/ c^2 au LEP. ATLAS et CMS ont donc été conçus pour balayer une fenêtre de masses, de 114 à 700 GeV/ c^2 .

Au LHC, tout comme au Tevatron, les désintégrations hadroniques ne peuvent être différenciées du bruit de fond QCD. La recherche du boson manquant s'effectue donc par la détection de leptons et de photons. La limite inférieure sur la masse du Higgs à 114 GeV/ c^2 privilégie les canaux $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, $H \rightarrow WW \rightarrow 2l + 2\nu$ (où $l = e, \mu$) et $H \rightarrow \tau\tau$. Cependant, bien que le canal de désintégration en 2γ ait une probabilité plus faible que les deux précédents, il reste une observable privilégiée car la contribution du bruit de fond au signal est très faible.

Au delà de la recherche du boson de Higgs, le LHC a pour objectif de découvrir, toujours avec les détecteurs ATLAS et CMS, des nouvelles particules attestant de théories dites au delà du MS, telle que la super-symétrie. De plus, le MS ne se limite pas au boson de Higgs. La compréhension de la brisure de symétrie CP par l'interaction faible est également au cœur de découvertes récentes réalisées par l'expérience LHCb. Finalement, l'expérience ALICE est dévolue à l'étude de la matière nucléaire au travers des collisions PbPb, afin de caractériser un nouvel état de matière, le plasma de quarks et de gluons. ATLAS et CMS bénéficient également d'un programme PbPb complétant les résultats fournis par ALICE. Les bosons Z et W ont d'ailleurs un rôle de pionnier pour l'étude du plasma de quarks et de gluons (Cf 1.3.2).

2.1.3 ATLAS, LHCb et ALICE

Les différents détecteurs du LHC ont tous des motivations physiques précises, se recouvrant ou se complétant. Les quatre détecteurs principaux : ATLAS, CMS, ALICE et LHCb sont disposés le long du tunnel du LHC comme indiqué sur la figure 2.5.

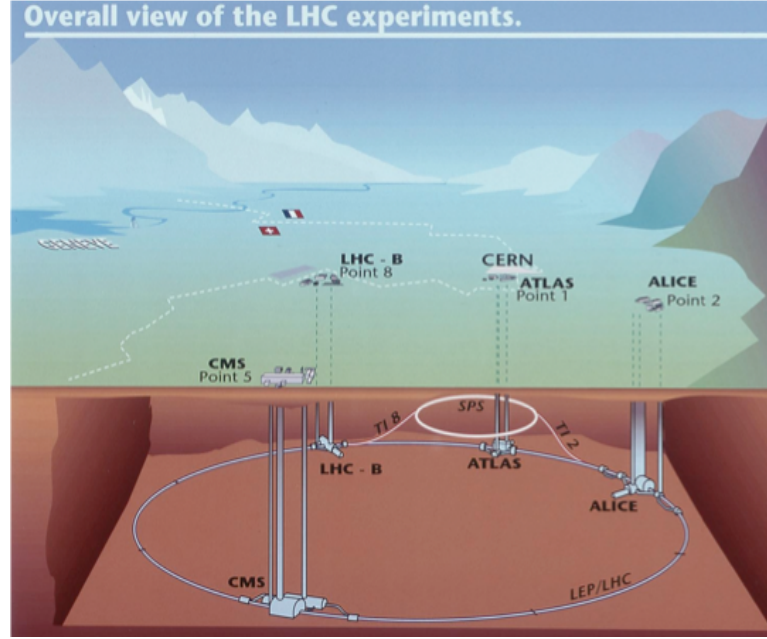


FIGURE 2.5 – Représentation géographique de l'emplacement du tunnel du LHC (environ 100 mètres sous-terre) et des quatre détecteurs principaux qui l'exploitent [85].

Point 1 : ATLAS (A Toroid LHC ApparatuS) [86] est le détecteur le plus grand du LHC. Tout comme CMS, c'est un cylindre entourant le point d'interaction. Les faisceaux le traversent donc de part en part. Ses dimensions sont colossales : 22 mètres de diamètre pour 40 mètres de longueur. Cette conception en cylindre permet de détecter toutes les particules émises dans le plan transverse, et donc de reconstruire l'énergie transverse manquante, signature de la présence de neutrinos (Cf. 2.3.). ATLAS, comme CMS, a été principalement conçu pour découvrir le boson de Higgs et d'autres particules massives (particules supersymétriques, bosons faibles très massifs Z' ou W'^4 , etc) caractéristiques de théories au delà du modèle standard. La reconstruction des bosons électrofaibles est donc l'un des points forts de ce détecteur. Les désintégrations hadroniques des bosons vecteurs étant indissociables du bruit de fond, uniquement leurs désintégrations leptoniques sont reconstruites. ATLAS, mais également CMS, ont donc été construits dans le but d'obtenir des performances de reconstruction sur les leptons, comme l'atteste la découverte, via les canaux 2γ et $ZZ \rightarrow 4l$, d'un boson de Higgs de masse $m_H = 125,36 \pm 0.55 \text{ GeV}/c^2$ [87]. Ces deux détecteurs participent également à la recherche du plasma de quarks et de gluons, notamment au travers de l'analyse des jets et des bosons électrofaibles (Cf. 1.3.2).

ATLAS est en tout point le détecteur rival de CMS : mêmes enjeux physiques, même spécificités telle que la forme cylindrique et l'association de sous-détecteurs généralistes, même capacités (trigger, collecte de luminosité). Cependant des différences notables de conception existent. Alors que CMS a privilégié la détection des muons, ATLAS a mis l'accent sur les calorimètres (électrons, photons et hadrons). Cela dit, il s'avère que la reconstruction des muons est également très compétitrice.

4. La brisure de la symétrie électrofaible dans le MS inspire beaucoup de théories (encore non validées) faisant intervenir des nouvelles particules et justifiant les hypothèses d'extensions de la symétrie électrofaible du MS. Un boson vecteur lourd tel que W' , survient d'une symétrie $SU(2)$ additionnelle. Il peut suivre le chemin de désintégration suivant : $W' \rightarrow ZW \rightarrow \nu jj$ ou $W' \rightarrow ZW \rightarrow ll'\nu$.

En effet, ATLAS possède un champ toroïdale à l'extérieure des chambres à muons, situé très loin et permettant ainsi, bien que le champs produit soit plus faible que celui de CMS, d'obtenir un bras de levier intéressant. ATLAS peut par exemple reconstruire des muons avec des impulsions plus grandes que CMS. En revanche, un premier aimant solénoïde, placé juste après le trajectographe et permettant de reconstruire l'impulsion transverse des traces, induit un excédent de matériaux, favorisant le bremsstrahlung⁵ des électrons. Cela dit, grâce à la technologie du calorimètre électromagnétique, la signature du Higgs en 2γ est particulièrement performante. En effet le calorimètre d'ATLAS différencie le processus $H \rightarrow \gamma\gamma$ des radiations telle que $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, où les deux photons sont colinéaires et de basse énergie, qui forment un bruit de fond qui peut se confondre avec un seul photon de haute énergie.

Dans le cadre précis de l'étude du boson W via ses désintégrations leptoniques en collision pPb, quatre remarques sont à considérer :

- La reconstruction des muons est très similaire entre ATLAS et CMS. Bien qu'ATLAS possède une détection du segment du muon plus performante que celle de CMS, CMS privilégie les redondances entre la trace du muon dans le trajectographe et celle du segment dans le système à muons (Cf 2.2.2). Avec cette méthode de recouvrement de l'information, la résolution finale obtenue sur le muon est donc très compétitive dans les deux cas.
- Le premier électroaimant, situé juste après le trajectographe et avant les calorimètres diminue l'efficacité de reconstruction des électrons. Petit défaut qui permet, entre autres, à CMS d'être plus performant dans les mesures du Higgs en $4l$ mais aussi dans le canal $W \rightarrow e + \nu$ de notre analyse.
- ATLAS possède un calorimètre hadronique ayant une meilleure résolution que celui de CMS lui permettant une reconstruction de l'énergie transverse manquante plus précise. Pour pallier au défaut du calorimètre hadronique, CMS a développé un algorithme de reconstruction globale des particules (Particle Flow mentionné en section 2.3) qui permet désormais de meilleures performances.
- A cause de sa grande taille et des interférences entre ses deux champs magnétiques, l'alignement des muons dans ATLAS est plus difficile que dans CMS. Pour la reconstruction du W en collisions pPb, aucune correction n'a besoin d'être apportée, comme nous le verrons en 4.1.2.

Point 8 : LHCb (Large Hadron Collider beauty) [88] est principalement dédié à l'étude des mésons lourds et à leur désintégration par interaction faible. L'interaction faible viole la symétrie CP⁶ dans le cadre du MS et des mesures d'amplitude de certains processus faibles permettent de caractériser ce phénomène. Prenons par exemple les mesures de LHCb faites sur les mésons B neutres [89], B^0 ($d\bar{b}$) et B_s^0 ($s\bar{b}$), qui oscillent d'un état de matière vers un état d'anti-matière, \bar{B}^0 et \bar{B}_s^0 , et réciproquement, avant de se désintégrer. Les résultats obtenus montrent différentes amplitudes dans les désintégrations du B_s^0 et du \bar{B}_s^0 en $J/\psi + \pi^+ + \pi^-$, confirmant ainsi la brisure de la symétrie CP.

5. Phénomène décrivant l'émission de photons lorsqu'un électron est ralenti par le champ électromagnétique d'autres particules chargées, présentes dans la matière.

6. La symétrie de Charge et de Parité consiste à observer la même probabilité pour le processus $A \rightarrow B$ que $\bar{A} \rightarrow \bar{B}$ où \bar{A} et \bar{B} sont les anti-particules de A et B. En écrivant les amplitudes de chaque processus, il est possible de faire apparaître mathématiquement une phase complexe dans les matrices de mélange de quarks et modifier ainsi l'équilibre des probabilités entre les deux processus.

Récemment, certaines mesures s'inscrivent plutôt dans la thématique du plasma de quarks et de gluons. En effet, LHCb a réalisé une mesure du Υ [90] et publié la première mesure du Z [91] en collisions pPb. Uniquement 15 Z (2000 avec CMS) ont été détectés dans le canal muonique. Cette faible statistique s'explique pour plusieurs raisons. LHCb n'est constitué que d'un seul bras, étendu en amont du point d'interaction. Sa conception longitudinale et conique, lui permet de reconstruire les particules le long de l'axe du faisceau, tels que les mésons B, mais la fenêtre d'acceptance (dans le plan horizontal le bras de LHCb couvre un angle de 10 mrad à 300 mrad et dans le plan vertical de 10 mrad à 250 mrad) est donc très limitée pour la détection des Z qui sont produits en grand nombre à rapidité centrale. De plus, le champ magnétique de LHCb (4 T.m) ne permet pas de courber la trace des muons de grandes impulsions, au contraire de CMS. En revanche à basse masse LHCb possède la meilleure résolution des quatre expériences principales du LHC (champs magnétique faible, granularité fine des détecteurs à pixels du trajectographe et un détecteur de vertex). Le dernier point faible dans la détection des bosons vecteurs, est le taux de collisions enregistrées, bien trop faible pour pouvoir compenser la fenêtre d'acceptance restreinte de LHCb.

Dans le cadre précis de l'étude du boson W via ses désintégrations leptoniques en collision pPb, trois remarques sont à considérer :

- LHCb ne peut pas enregistrer un aussi grand taux de collisions que ATLAS ou CMS. Pour les données pPb collectées, la luminosité (Cf.3.1.2) est seulement de $1,6 \text{ nb}^{-1}$ (plus d'un facteur 30 avec CMS). La statistique est donc très réduite.
- La fenêtre d'acceptance de LHCb, couvrant uniquement l'avant du point d'interaction, réduit énormément la statistique de Z et W disponibles.
- L'énergie transverse manquante ne peut être reconstruite ce qui empêche la reconstruction du W via sa masse transverse (Cf.4.2.2). La possibilité d'extraire le W avec uniquement un degré de liberté, à savoir l'impulsion du muon, n'est pas réalisable à cause de la statistique très faible.

Point 2 : ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [92] est l'expérience du LHC dédiée à l'étude du plasma de quarks et de gluons (PQG) à travers des collisions PbPb. Pour caractériser le PQG, il faut pouvoir identifier toutes ses signatures (Cf. 1.3.2). En soit cela représente une différence notable avec ATLAS ou CMS. Dans ces détecteurs généralistes, les particules sont assignées à une catégorie : muons, électrons, photons mais surtout hadrons neutres ou hadrons chargés. ALICE est, elle, constituée d'une juxtaposition de 18 détecteurs afin de permettre l'identification d'un grand nombre de particules différentes. Prenons par exemple le système des TPC (Time Projection Chamber), qui est à ce jour le plus grand jamais construit (5,6 mètres de diamètre et 5,1 mètre de long). Les particules traversent un gaz qui s'ionise et libère des électrons le long de leur passage. Les électrons récoltés permettent de reconstruire la trajectoire de la particule traversant la TPC mais également de l'identifier (pour des particules avec une impulsion inférieure à 100 MeV/c) puisque chaque particule possède une perte d'énergie spécifique (dE/dx), obtenue par collisions inélastiques avec les atomes du gaz.

Cependant, posséder 18 détecteurs hétéroclites introduit forcément des biais sur la détection de l'ensemble des particules. Les 18 détecteurs ont chacun un temps de réponse différent, plus ou moins long, ce qui conduit à des temps de lecture

élevés et donc une perte de luminosité intégrée. Par exemple, les SPD (Silicon Pixel Detector) ont besoin d'un temps de lecture particulièrement long ($1 \mu s$). Le bras à muons, situé uniquement à l'avant du détecteur, permet une couverture le long du faisceau, différente de celle de CMS. La résolution sur la reconstruction des muons de haute énergie (caractéristiques d'une désintégration de Z ou de W , Cf. 3.2.3) est moins précise car le champ magnétique est beaucoup plus faible ($3 \text{ T}\cdot\text{m}$ intégré le long du faisceau). Ce champ magnétique permet une étude optimisée du J/ψ et du Υ (de masse respective $3,1$ et $9,4 \text{ GeV}/c^2$) mais ne permet pas de reconstruire les muons ayant plus de $10 \text{ GeV}/c$.

Dans le cadre précis de l'étude du boson W via ses désintégrations leptoniques en collision pPb, trois remarques sont à considérer :

- Les temps de lecture des différents détecteurs diminuent le taux de collisions enregistrées par ALICE. A titre de comparaison, la luminosité pour l'étude du W en pPb est $\mathcal{L} = 11,42 \text{ nb}^{-1}$ [93] alors que pour CMS $\mathcal{L} = 34,6 \text{ nb}^{-1}$.
- De part sa configuration, ALICE ne peut mesurer l'intégralité de l'énergie dégagée lors des collisions. Le bras à muon est trop éloigné des détecteurs centraux tels que EMcal et la TPC. Tout comme LHCb, cela empêche la reconstruction de l'énergie transverse manquante.
- L'acceptance du détecteur à muons limite la statistique de bosons Z et W . Cela dit, sa position à grande rapidité ($2,5 < \eta < 4$) permet de compléter les résultats de CMS.

2.1.4 CMS

Situé **au point 5** (Cf. 2.5), CMS (Compact Muon Solenoid) [94] est un détecteur cylindrique de 16 m de diamètre et 22 m de long, soit deux fois plus petit que ATLAS. Le cylindre central, représenté sur la figure 2.6, est appelé le tonneau. Les particules détectées dans le tonneau sont émises proches du plan transverse avec peu d'énergie le long de l'axe du faisceau ($|\eta| < 1,2$, Cf. 3.1.1). Les extrémités du cylindre sont les bouchons et reçoivent les particules émises avec une grande énergie le long de l'axe du faisceau ($1,2 < |\eta| < 2,4$, Cf. 3.1.1). CMS est un détecteur généraliste aux dimensions compactes. Il est composé de sous-détecteurs ayant chacun une couverture complète en azimuthe et qui permettent d'identifier les particules par classe: muons, électrons, photons, hadrons neutres et hadrons chargés. Il se divise en quatre systèmes de détecteurs et un aimant solénoïdale, agencés depuis le point d'interaction vers l'extérieur, comme suit :

- le trajectographe interne pour obtenir une mesure précise de l'impulsion des particules chargées ;
- le calorimètre électromagnétique (ECal) de haute résolution qui permet d'identifier les électrons et les photons ;
- le calorimètre hadronique (HCal) totalement hermétique qui ne laisse aucun hadron s'échapper ;
- l'aimant solénoïdale qui induit un champ magnétique à la fois dans le trajectographe, les calorimètres et les chambres à muon ;
- le système à muons (ou chambres à muons) qui détecte et mesure l'impulsion des muons.

Les quatre systèmes de détecteurs sont détaillés dans les deux sections à venir, à travers la détection du muon et la reconstruction de l'énergie manquante. L'aimant solénoïde a une importance capitale dans la reconstruction des traces, pour assi-

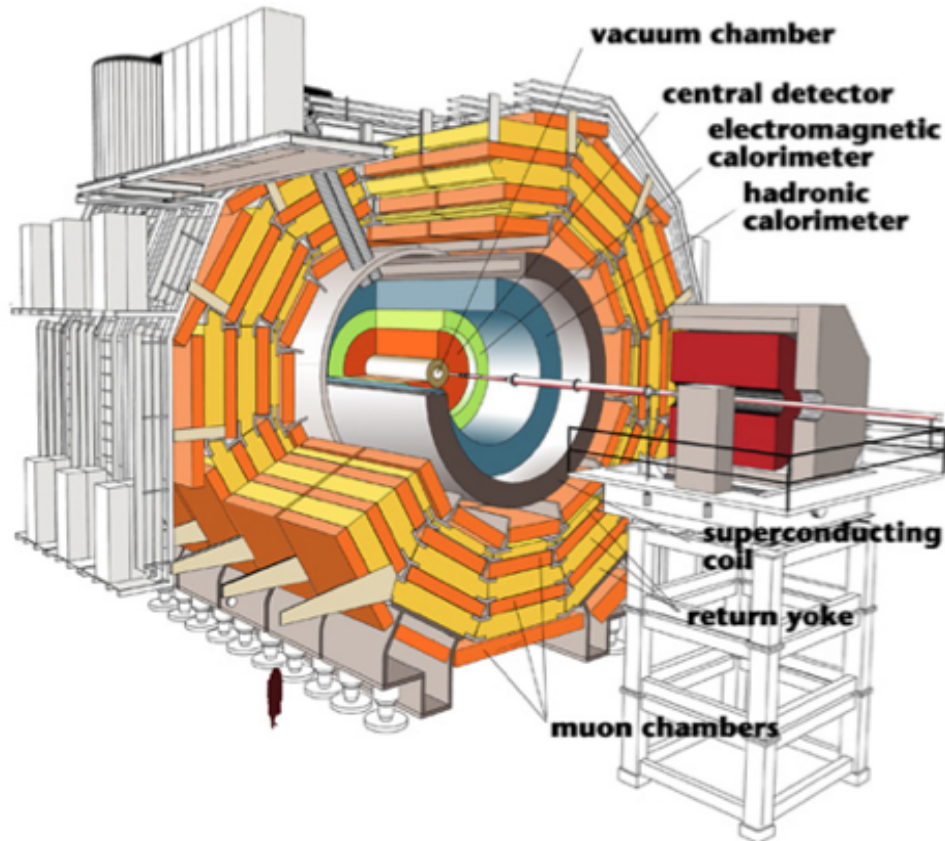


FIGURE 2.6 – Représentation en 3D et en coupe de CMS. Le trajectographe est désigné ici par "central detector".

gner la charge des particules et la mesure de leur impulsion. Je vous propose de commencer la description de CMS par cet élément central.



Pour courber les traces des particules chargées, et en particulier pour obtenir une excellente résolution sur la reconstruction de l'impulsion (p) des muons, un champ magnétique (B) doit être appliqué selon la relation :

$$p \text{ [GeV]} = 0.3B\rho \text{ [T.m]} \quad (2.4)$$

où ρ est le rayon de courbure de la trajectoire. Ce principe de mesure de l'impulsion des particules chargées est très général. Chaque détecteur voulant reconstruire des traces et mesurer leur impulsion, utilise un aimant (nous avons déjà parlé brièvement de ceux d'ATLAS, LHCb et ALICE).

Dans CMS, l'aimant supra conducteur est en aluminium et forme un solénoïde de 13 mètres de long et 5,9 mètres de diamètre, placé après les calorimètres et juste avant les chambres à muons, comme indiqué sur la figure 2.6. Le solénoïde est un enroulement de fils conducteurs, formant plusieurs spires parallèles en séquence de bobines. Si l'enroulement est très compact, comme pour CMS, le champs magnétique est nul entre les spires et le solénoïde devient un électro-aimant avec un pôle sud et un pôle nord. Aux extrémités les lignes de champ s'enroulent en reliant les deux pôles. Au centre du solénoïde les lignes de champ sont quasiment parallèles, comme le

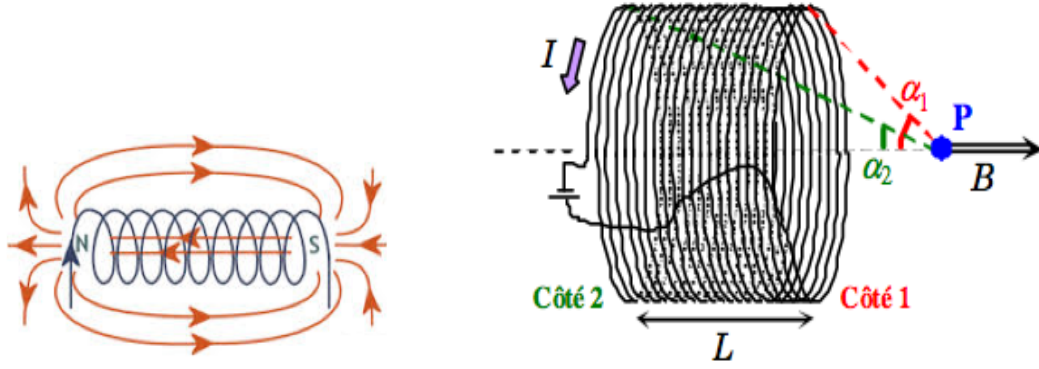


FIGURE 2.7 – A gauche, schéma des lignes de champ produites dans un solénoïde. A droite, représentation d'un solénoïde dont les bobines sont parcourues par un courant d'intensité I , de longueur L et produisant un champ magnétique B au point P [95].

montre le schéma à gauche de la figure 2.7. Le champ peut, en bonne approximation, être considéré comme uniforme à l'intérieur du solénoïde.

Cette approximation permet d'exprimer le champ magnétique selon l'équation suivante :

$$B = \frac{\mu_0 n I}{2} |\cos(\alpha_2) - \cos(\alpha_1)| \quad (2.5)$$

Avec n le nombre de spires par mètre, I l'intensité du courant circulant dans les spires, μ_0 la constante magnétique⁷ et α_1 , α_2 les angles entre la position du point (P), où s'exerce le champ magnétique, et les extrémités du solénoïde. Le schéma à droite de la figure 2.7 illustre les définitions précédentes. Dans CMS, le champ magnétique obtenu est de 3,8 T pour un courant de 18 000 A. Pour contenir le champ de fuite et le guider, des structures en fer sont placées après le solénoïde et entre les chambres à muons. Elles sont dénotées sur la figure 2.6 par "return yoke". Ces structures agissent aussi comme des filtres, ne laissant passer que les muons et les neutrinos. Le champs de fuite à l'extérieur du solénoïde, dans lequel baigne le système à muons est de 2 T. La direction de ce champ est opposée à celle créée à l'intérieur du solénoïde. La trajectoire du muon, passant d'abord à l'intérieur du solénoïde puis ensuite à l'extérieur, forme un point d'inflexion lors de son passage à travers l'aimant. Une coupe transversale de CMS est proposée un peu plus tard, en figure 2.16, où cette trajectoire spécifique au muon de CMS est représentée.

Synthèse

- 1) L'aire du LHC s'appuie sur l'héritage du LEP : des mesures très précises de la masse du Z , $m_z = 91,1875 \pm 0,0021 \text{ GeV}/c^2$, et du W , $m_w = 80,385 \pm 0,015 \text{ GeV}/c^2$ (mesure combinée à celle du Tevatron).
- 2) Au LHC le champ magnétique fixe l'énergie des protons et des plombs accélérés. Pour une collision pPb, le rapport Z/A relie ainsi l'énergie du proton à celle des nucléons du noyau de plomb. Pour un proton circulant à 4 TeV, l'énergie par nucléon de plomb est de 1,58 TeV.

7. $\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \text{ N}\cdot\text{s}^2/\text{C}$

- 3) Des trois autres détecteurs principaux du LHC (ATLAS, ALICE et LHCb), ATLAS est le principal concurrent de CMS pour la mesure des bosons faibles en collision pPb. La couverture spatiale des deux expériences est similaire et leurs performances de détection proches.
- 3) CMS est compact (aucune fuite d'énergie produite), il possède un solénoïde produisant un champ intense (3,8 T) indispensable pour la mesure des particules de grande impulsion. La position centrale du solénoïde optimise la reconstruction des leptons et en particulier celles des muons. Il est adapté à l'étude du processus $W \rightarrow \mu + \nu$.

2.2 Identifier le muon

A bord de CMS, les muons sont choyés, ce sont nos passagers de première classe. Le solénoïde, si spécifique à CMS, est couplé avec un système de détection conçu pour identifier les muons et mesurer leur impulsion avec une résolution de 1,5% jusqu'à 100 GeV/c.

2.2.1 Signature

CMS s'illustre dans l'étude des processus se désintégrant en un ou plusieurs muons comme l'atteste la figure 2.8, qui représente le spectre de masse invariante⁸ des dimuons reconstruits à partir des données PbPb collectées en 2011 [57].

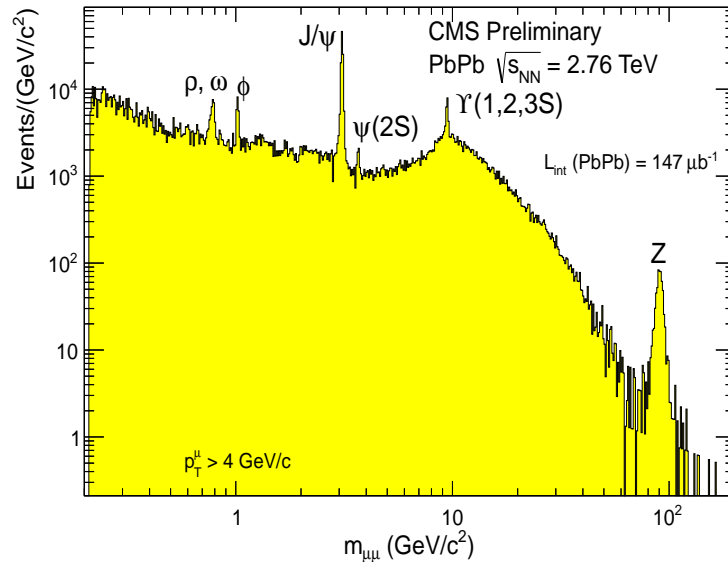


FIGURE 2.8 – Spectre de masse invariante des dimuons ($\mu^+\mu^-$) obtenus à partir des données PbPb collectées en 2011 [57]. Une coupure de 4 GeV/c est appliqué sur l'impulsion transverse des muons.

8. $M^2 = 2p_{T1}p_{T2}(\cosh(\eta_1 - \eta_2) - \cos(\phi_1 - \phi_2))$ où ϕ est l'angle azimutal situé dans le plan transverse aux faisceaux et η la pseudo-rapacité définie en 3.1.1.

Un muon produit au point d'interaction est mesuré par deux sous-détecteurs : le trajectographe interne et les chambres à muons situées entre les structures en fer contenant le champ de fuite ("return yoke" sur la figure 2.6). Cette reconstruction en deux étapes indépendantes offre deux avantages :

- une large couverture en impulsion transverse. En effet le trajectographe a une très bonne résolution sur les muons de basse énergie alors que les chambres à muons sont particulièrement efficaces pour les muons de grande énergie. Cependant cette mesure est sensible aux interactions multiples subies par les muons avant de parvenir à la première chambre. La résolution se dégrade au delà de 200 GeV/c.
- La mesure de la trace du muon dans le trajectographe et de son segment dans le système à muons, permet de construire une trajectoire globale améliorant ainsi l'identification des muons et la résolution sur leur impulsion transverse. Une fois les informations du trajectographe couplées à celle du système à muons, la résolution est de l'ordre de 1,5 à 3 %, comme le montre la figure 2.9.

La figure 2.9 représente la résolution ($\delta p_T/p_T$) sur la mesure des segments dans les chambres à muons (points bleus), des traces dans le trajectographe (points verts), puis l'association d'une trace reconstruite dans le trajectographe à un segment du système à muons (points rouges). Le processus simulé est $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ pour des collisions pPb à 5.02 TeV. Le signal est inclus dans un environnement simulé de collisions pPb, afin de reproduire les difficultés de reconstruction présentes dans les données (Cf.3.3). La détection d'un muon du Z , ou du W , est complètement équivalente à ce niveau. Avec la figure 2.9, la résolution du système à muons peut sembler très mauvaise. Elle est, en tous les cas, moins bonne que celle du trajectographe mais, sur cette figure l'effet est accentué. Les chambres à muons sont conçues principalement pour les muons de grande impulsions, allant bien au delà des 180 GeV/c de cette figure. La cinématique du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ n'est pas favorable aux muons de très haute impulsion. En effet, le spectre d'impulsion transverse des muons du Z se situe entre 20 et 50 GeV/c, comme nous le verrons sur la figure 3.10. La

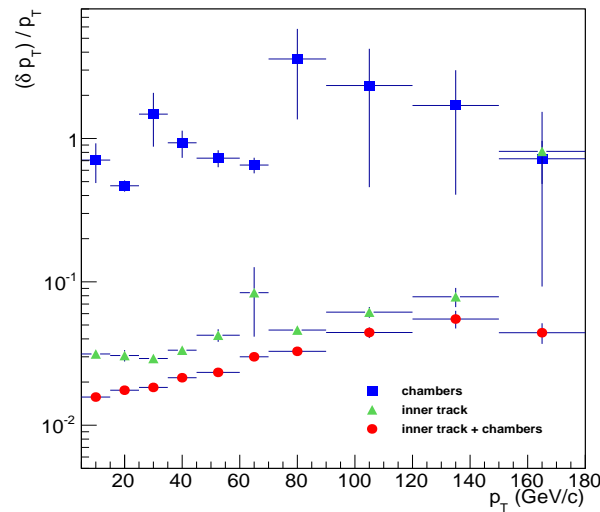


FIGURE 2.9 – Résolution relative de l'impulsion transverse des muons reconstruits dans le système à muons en bleu, dans le trajectographe en vert, puis associés pour former une trajectoire globale en rouge, pour des événements simulés $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ en collisions pPb à 5.02 TeV.

statistique est donc trop réduite pour pouvoir apprécier la résolution du système à muons, sur les muons de très grande impulsion transverse. De plus, l'information apportée par le système à muons améliore significativement la résolution obtenue avec la trace seule.

Remarque : Pour l'instant aucun critère sur la qualité de la reconstruction, tel que le nombre d'impacts de la trace dans le trajectographe, n'est demandé. La résolution des muons sélectionnés pour cette analyse sera meilleure, entre 1 et 2 % (Cf. 4.1.2).

2.2.2 Système à muons

Le système à muons [96] recouvre à la fois le tonneau et les bouchons ($|\eta| < 2,4$ Cf.3.1.1). La technologie utilisée pour détecter les muons dépend du flux de particules, de sa direction mais aussi du champ magnétique local. Il faut donc prendre en compte les considérations suivantes :

- Les particules émises avec une faible impulsion transverse ($p_T < 4 \text{ GeV}/c$) dans le plan transverse n'atteignent pas le tonneau car elles se retrouvent piégées par le champ magnétique élevé de CMS. En revanche, si ces particules possèdent une accélération longitudinale alors elles échappent aux champs magnétiques vers l'avant ou l'arrière du détecteur et atteignent les bouchons. Les bouchons sont donc soumis à un flux de particules différents de celui du tonneau.
- Dans le tonneau, le bruit de fond dominant provient des muons de désintégrations des pions et kaons.
- Des cascades de hadrons peuvent atteindre les premières chambres à muons, en particulier le long du faisceau et donc dans les bouchons.
- Le champ magnétique est plus faible à l'extérieur du solénoïde et uniforme le long de l'axe du faisceau (Cf.2.7). Les chambres à muons du tonneau ne nécessitent donc pas de matériaux résistant aux fluctuations du champ. Par contre, dans les bouchons le champ fluctue et les détecteurs sont choisis pour le supporter.

Sur la figure 2.10, un plan en coupe longitudinale du système à muon est représenté. Le tonneau est constitué de quatre stations de chambres à tubes (MB1, MB2, MB3 et MB4) cylindriques, placées à l'extérieur du solénoïde. Chacune des stations est segmentée en cinq anneaux le long de l'axe z (nous en voyons deux entier et un demi sur le figure), qui sont composés de douze chambres à tubes chacun. Dans les bouchons, des "Cathode Strip Chambers" (CSC) sont réparties sur quatre disques perpendiculaires aux faisceaux. Chacun des disques se divise en deux anneaux contenant entre 36 et 18 CSC. Des "Resistive Plate Chambers" (RPC) sont placées à la fois dans le tonneau et les bouchons, entre chaque station, pour compléter le dispositif de détection, apporter une redondance et enregistrer l'événement muon. Au total, le système à muons contient $25\,000 \text{ m}^2$ de plans de détection. Chaque station à muons est séparée des autres par les structures en fer du retour de flux du champ magnétique ("return yoke").

Les détecteurs principaux du tonneau sont des chambres à tubes (Drift tube chambers, DTC). Les DTC fonctionnent sur le même principe qu'une chambre à fils et ne supportent pas un champ magnétique élevé ni une grande multiplicité de particules

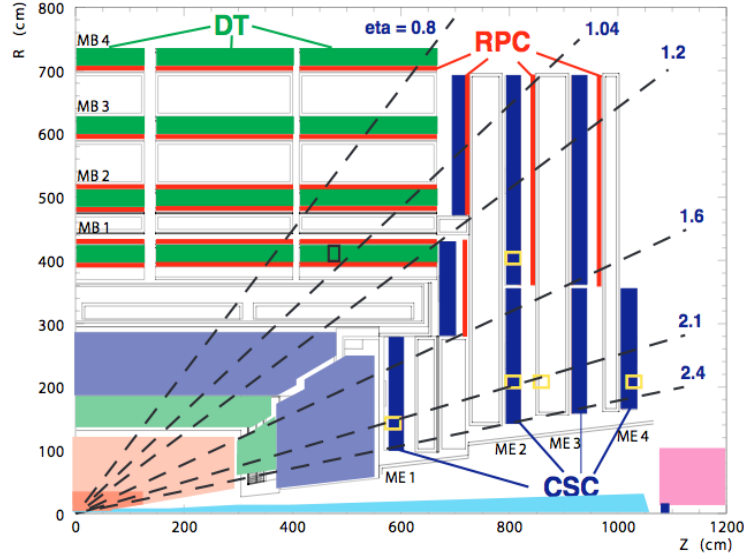


FIGURE 2.10 – Plan d'un quart du système à muon de CMS, z étant l'axe des faisceau et donc la longueur du cylindre, R représente le rayon du cylindre [94].

(muons + bruit de fond). Une chambre à fils se compose de deux plaques métalliques, qui jouent le rôle de cathodes, et d'un plan de fils parcourus d'un courant qui se comporte en anode. La différence de potentiel crée un champ électrique orienté vers les fils anodes. Lorsqu'une particule chargée traverse la chambre elle ionise le gaz contenu dans la chambre, les électrons ainsi produits sont accélérés par le champ électrique vers le plan de fils. A l'approche des fils, une cascade électronique s'en suit et permet d'amplifier le signal collecté. Dans CMS, les fils sont placés dans des tubes rectangulaires contenant un mélange d'argon et de dioxyde de carbone. Des électrodes sont placées de part et d'autre pour orienter le champ électrique vers le fil anode, qui collecte les électrons. Le schéma de l'un de ces tubes est en figure 2.11. Les électrodes permettent de stabiliser le champ électrique malgré la présence du champ magnétique. Les tubes ont des parois très fines (2 mm) et forment des cellules indépendantes. Ils sont collés les uns aux autres et forment une DTC.

Chaque DTC contient douze plans de tubes regroupés par quatre pour former trois unités indépendantes. Les deux premières couches mesurent l'angle ϕ formé par la trajectoire du muon dans le plan de courbure (ϕ décrit le périmètre d'une coupe transversale). Elles sont séparées de 23 cm pour optimiser la résolution angulaire et déterminer le rayon de courbure, ρ . Entre les deux, la troisième couche mesure la position en z , le long du faisceau. Le circuit BTI (Bunch and Track Iden-

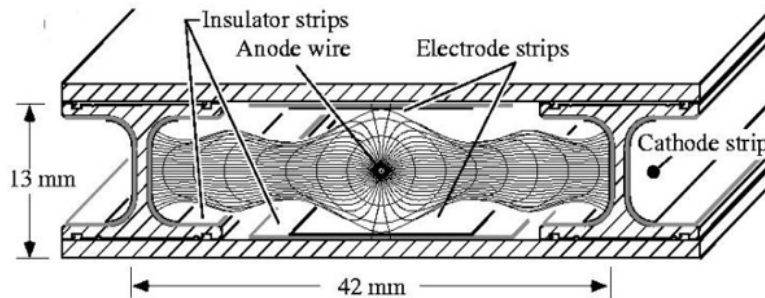


FIGURE 2.11 – Schéma d'un tube à dérivate d'une chambre à tube de CMS.

tifier, identificateur de traces et de dépôt) collecte les temps de dérive des 4 couches formant les 3 plans de détection. Il estime la position de la trace et son angle, en résolvant un système d'équations linéaires. Au final, chacune des DTC traversée par un muon se voit assigner des coordonnées (R , ϕ et z , où R est la distance de la chambre concernée depuis le point d'interaction) transmises à l'algorithme de reconstruction de segment, le *track finder* (TF). Les DTC ont pour première fonction la reconstruction précise de l'impulsion des muons. Les signaux collectés demandent un temps de dérive assez long, 400 ns, qui ne garantit pas le déclenchement et donc l'enregistrement de l'événement. Pour cette raison, bien que les DTC soient utilisées comme trigger de niveau 1 (Cf.3.2.1), elles sont combinées à des détecteurs RPC. Les DTC, avec leur temps de dérive long, obtiennent une résolution sur ϕ plus précise de 1,25 mm que les RPC.

Les bouchons sont recouverts de CSC, mieux adaptées aux champs intenses et irréguliers. Elles sont capables de différencier les muons malgré une grande multiplicité de particules. Les CSC sont des quadrillages électrisés. Des fils chargés positivement sont croisés avec des bandes de cuivre chargées négativement. Le tout est plongé dans un gaz. Tout comme une chambre à fils, les particules incidentes vont ioniser le gaz et les électrons vont créer des cascades le long des fils anodes. Avec des CSC les ions positifs sont aussi récoltés, par les bandes de cuivre chargées négativement. Deux coordonnées sont ainsi fournies par plan de CSC. Chaque CSC contient six plans de quadrillage capables de différencier les particules du bruit de fond des muons du signal, par leur dispersion sur plusieurs bandes et fils. Une trace locale est formée si au moins quatre des six couches perçoivent un signal et, que l'ensemble forme une trajectoire cohérente. Le vecteur ainsi formé est délivré au TF. Les CSC, tout comme les DTC, sont utilisées comme trigger de niveau 1 bien qu'elles soient dédiées à la mesure précise de l'impulsion des muons. Le TF combine les différents vecteurs reçus des stations DTC et CSC puis, forme des traces associées à une impulsion transverse (p_T), transmises au système de trigger de niveau 1. Pour garantir l'enregistrement des événement muons, les CSC sont également combinées à des détecteurs RPC.

Les RPC sont des détecteurs dédiés au trigger et possèdent donc une excellente résolution sur le temps ($\sigma \sim 3$ ns). Elles assurent également une seconde source indépendante de mesure de l'impulsion transverse. Les RPC sont constituées de deux plaques, l'une chargée positivement et l'autre négativement, séparées par un gaz. Ces deux plaques sont renforcées avec des résines pour résister au flux intense de particules. Les électrons ne sont pas récoltés sur les électrodes mais par des bandes en aluminium situées à l'extérieur des deux plaques. Les RPC ont été adaptées pour être performantes même dans un environnement très dense. Pour ne pas saturer les électrodes, le gaz est dilué afin de réduire l'amplification du signal. La reconstruction de l'impulsion transverse s'effectue par reconnaissance de la marque déposée sur chaque bande, par rapport à un schéma prédéfini (Pattern Comparator, PAC). Le vecteur est envoyé au système de trigger de niveau 1, détaillé en 3.2.1. Enfin, la table 2.1 résume les propriétés principales des trois détecteurs du système à muons.

2.2.3 Trajectographe

Le trajectographe de CMS [97] est placé autour du point d'interaction et "photographie" le cœur de la collision. Il reconstruit la trajectoire et l'impulsion des

Détecteur	DTC	CSC	RPC
Fonctions	fournit un segment seuil de p_T sur le trigger	fournit un segment seuil de p_T sur le trigger	enlève les ambiguïtés sur les segments seuil de p_T sur le trigger
Région en $ \eta $	0,0 - 1,3	0,9 - 2,4	0,0 - 2,1
Résolution temps	5 ns	6 ns	3 ns

TABLE 2.1 – Propriétés principales des différentes chambres qui constituent le système à muons de CMS.

particules chargées, au dessus de 900 MeV, ce qui permet entre autres, de visualiser et caractériser la collision (multiplicité, intensité). Les traces reconstruites sont associées au dépôt d'énergie dans ECal (électron) et dans HCal (hadron chargé) ou au segment du système à muons (muon). La reconstruction des traces doit être précise tout en altérant au minimum l'énergie et la direction des particules chargées. Pour cela la stratégie est de minimiser la longueur d'interaction, tout en ayant des points de mesures de très bonne qualité. Les matériaux doivent être à la fois légers (silicium) et adaptés à la densité de particules.

Le champ magnétique intense de CMS affecte la topologie des événements. Les particules chargées de faible impulsion transverse ($p_T < 4 \text{ GeV}/c$) sont confinées à l'intérieur du trajectographe, tant leur trajectoire se courbe, ce qui augmente la densité d'énergie près du point d'interaction. Plus les sous-détecteurs sont éloignés du point d'interaction, plus la densité de particules est faible⁹. Le taux d'impacts à 4 cm du point d'interaction est de 1MHz/mm², il diminue à 60 kHz/mm² à 22 cm et finalement 3 kHz/mm² à 150 cm. Pour ces raisons le trajectographe suit l'architecture suivante :

- Des détecteurs à pixels sont placés au plus proche du point d'interaction, sur 10 cm du rayon de CMS (R). Ils sont très petits ($100 \times 150 \mu m^2$) et indépendants les uns des autres afin de répondre au grand taux d'impacts. Dans le tonneau trois couches successives de pixels ont été installées, enfermées par deux couches de pixels sur disque dans les bouchons. Cela représente un total de 66 millions de pixels.
- Dans la région intermédiaire, $20 < R < 55 \text{ cm}$, dite le trajectographe interne, la fréquence d'impacts diminue et les détecteurs choisis sont des détecteurs à bandes (strips detectors), cent fois plus longues que les pixels ($10 \text{ cm} \times 80 \mu m$), réparties en quatre couches successives.
- Dans la dernière partie, $55 < R < 110 \text{ cm}$, dite le trajectographe externe, les bandes sont encore plus longues ($25 \text{ cm} \times 180 \mu m$) et sont assemblées autour de disques et de cylindres formant une roue cylindrique de 2,18 mètres de long, creuse pour accueillir les couches de pixels et de bandes à l'intérieur.

En collisions pp, avec ces choix de détecteurs et, de part leurs dimensions, on estime à 1% le taux d'occupation des pixels et à 20% celui des bandes. La figure 2.12 représente le trajectographe de CMS.

9. Pour des collisions pp, sans la présence d'un champ magnétique, le spectre de densité de particules diminue en $1/R^2$. En présence d'un champ de 4 T la densité de particules décroît deux fois moins vite jusque $R = 20 \text{ cm}$, puis diminue en $1/R^2$ jusque 65 cm. Après 65 cm, la densité décroît plus vite que $1/R^2$ [98].

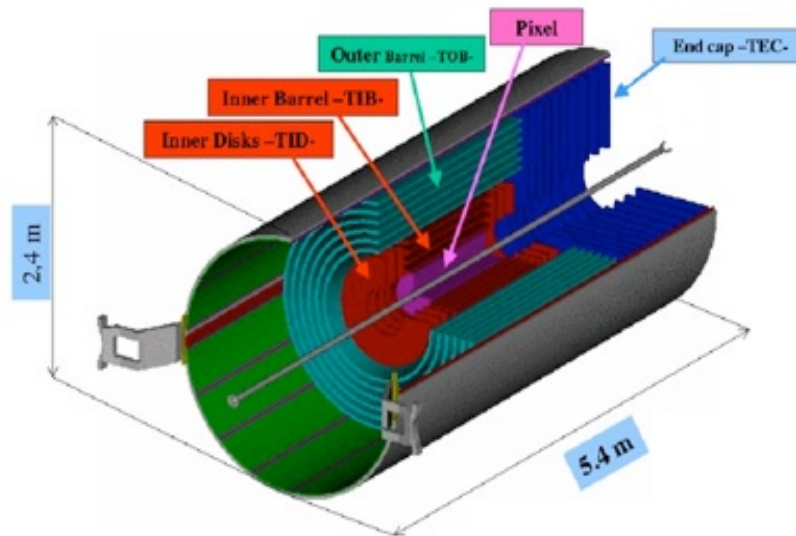


FIGURE 2.12 – Trajectographe de CMS avec ses trois couches de pixels en violet, suivies des quatre couches de strips (TIB et TID) puis du dernier bloc formant le trajectographe externe.

Lorsqu’une particule traverse un pixel de silicium, elle arrache des électrons créant ainsi des paires électron-trou. Le signal récolté est transmis à un canal électronique, chaque pixel étant indépendant des autres. Chacun des pixels fournit une détermination rapide et précise des coordonnées (ϕ, z) des impacts laissés par les particules chargées. Puisque la distance du pixel au point d’interaction, R , est connue, la trace peut être reconstruite en 3D et cela pour chacun des pixels. Ces détecteurs offrent donc une excellente résolution sur la reconstruction des vertex primaires et secondaires. Les bandes en silicium fonctionnent sur le même principe que les pixels. Elles sont composées de capteurs en silicium (micro-strip), de type *p-ou-n*. Dans les quatre couches formant le trajectographe interne, les capteurs sont fins $(320 \pm 20) \mu m$ pour être les plus transparents possibles au passage des particules. Ils sont un peu plus épais $(520 \pm 20) \mu m$ dans le trajectographe externe. Chacune des trois parties du trajectographe est capable de reconstruire un morceau de la trace des particules, permettant ainsi des recouvrements et une plus grande efficacité.

Synthèse

- 1) La trajectoire d’un muon se divise en deux parties : une trace dans le trajectographe et une trace dans le système à muons. Les deux reconstructions s’effectuent en parallèle et se recouvrent une fois que l’événement est mémorisé par le système de trigger de niveau 1.
- 2) Le système à muons composé de DTC (tonneau) ou CSC (bouchons) ainsi que de RPC (tonneau et bouchons), repose sur deux détections indépendantes des muons qui conduisent à deux triggers indépendants. Les RPC sont très rapides et sont donc dédiées aux triggers de niveau 1. Les DTC et CSC sont les détecteurs principaux, déterminant pour la reconstruction de l’impulsion du muon.

- 3) La technologie du trajectographe est liée à la densité de particules le traversant. Au plus proche du point d'interaction sont installés des pixels en silicium offrant une grande granularité, indispensable pour une reconstruction de vertex secondaires précise. En s'éloignant du point d'interaction des bandes en silicium, plus grandes, remplacent les pixels car la fréquence d'impacts diminue.

2.3 Détecter le neutrino indirectement

Une catégorie en dessous de la première classe, la classe affaire en contenterait déjà plus d'un ! Grâce à l'excellente résolution du trajectographe et du calorimètre ECal, les électrons et les photons font l'objet d'attentions particulières. Les hadrons chargés ou neutres, eux voyagent en seconde classe. Le détecteur HCal à une résolution d'environ 10% sur l'énergie des hadrons et n'est pas conçu pour les différencier. Le neutrino, lui, voyage clandestinement. Il est impossible de le détecter directement. Cela dit, en identifiant l'ensemble des passagers de CMS il est possible d'entrevoir les passagers clandestins.

2.3.1 Les calorimètres

Les calorimètres de CMS sont très importants pour réussir à exploiter la physique accessible au LHC. La première de leurs fonctions, réalisée par le calorimètre électromagnétique [99], est la mesure de l'énergie des électrons et des photons, cruciale pour la reconstruction de certains canaux de désintégration du boson de Higgs : $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$, $H \rightarrow WW \rightarrow 2l + 2\nu$ et $H \rightarrow \gamma\gamma$. Notons notamment l'analyse du processus $ZZ \rightarrow 4l$ en collisions pp, qui a permis de contribuer de manière décisive à la découverte d'un boson de Higgs, $m_H = 125,6 \text{ GeV}/c^2$ [100] ainsi que la première reconstruction du boson Z via sa désintégration en une paire électron-positron, en collisions PbPb [101]. La mesure des jets est une autre nécessité. Le calorimètre hadronique [102], logé dans la dernière couche du solénoïde, juste après ECal, lui même placé derrière le trajectographe, retient et mesure les hadrons. Sa couverture hermétique est indispensable pour la reconstruction de l'énergie transverse manquante. Les conditions difficiles de détection (champ magnétique intense, environnement dense avec une grande variété de radiation) demandent, comme pour le système à muons et le trajectographe, des technologies appropriées.

Des cristaux de PbWO_4 (tungstate de plomb) sont choisis comme scintillateur¹⁰ pour la conception de ECal. Les cristaux de tungstate de plomb sont denses et transparents. La densité et le petit rayon de Molière¹¹ du PbWO_4 permettent de contenir l'intégralité de la gerbe électromagnétique des photons ou électrons incidents, en profondeur. Une bonne transparence est nécessaire pour collecter la totalité des photons incidents. Cependant, les radiations, en particulier les neutrons provenant des hadrons qui traversent ECal, créent des zones opaques dans les cristaux. Un système d'étalonnage de transparence par laser a donc été mis en place et permet de contrôler la dégradation des cristaux. ECal recouvre aussi bien le tonneau

10. Un scintillateur est un matériau qui émet des photons au passage d'une particule chargée.

11. Définit comme le rayon du cylindre qui contient 90% de la gerbe électromagnétique.

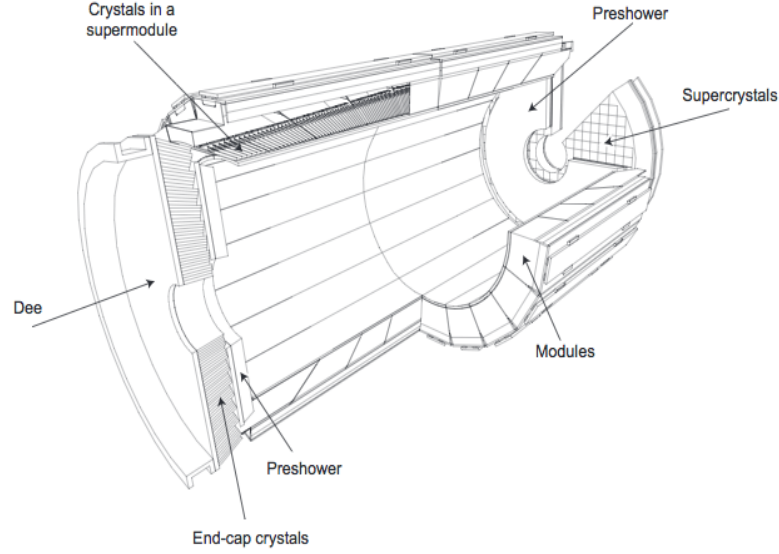


FIGURE 2.13 – Schéma de ECal [97]. Les cristaux de PbWO_4 forment des modules (entre 400-500 cristaux), eux-même regroupés en super-module dans le tonneau. Dans les bouchons (la moitié d'un bouchon est appelée *Dee*), 25 cristaux composent des super-cristaux (5×5). Devant chaque bouchon se trouvent un détecteur initiateur de gerbe (*pre-shower*).

($|\eta| < 1,48$) que les bouchons ($1,48 < |\eta| < 3,00$). Le tonneau est composé de 61 200 cristaux, les bouchons possèdent 7 324 cristaux chacun.

ECal, qui est légèrement moins performant que le calorimètre de ATLAS, possède des détecteurs qui initient la gerbe électromagnétique afin d'obtenir une meilleure précision de mesure. Ces détecteurs, placés juste avant les bouchons de ECal ($1,65 < |\eta| < 2,61$), mesurent la position de la particule ainsi que son énergie. Ils sont composées de plans de plomb, chacun suivi par des capteurs en silicium, le tout résultant en 20 cm d'épaisseur. Quand un photon (ou électron) traverse la couche de plomb il initie une gerbe électromagnétique, récoltée ensuite par les capteurs en silicium. Ces capteurs, placés sur des bandes orthogonales, estiment l'énergie du photon (ou électron) et sa position d'impact. Le principal bruit de fond pour les photons de haute énergie, $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ où les deux photons sont colinéaires et de basse énergie, se différencie grâce à la position d'impact de la particule (dans le cas du π^0 deux impacts sont reconstruits et non pas un seul comme dans le cas d'un photon de haute énergie). La figure 2.13 est un croquis de ECAL et de ses sous-parties.

La dernière couche avant l'aimant solénoïdal ne doit laisser passer que les muons (et les neutrinos). Pour que HCal soit totalement hermétique, les différentes couches du sous-détecteur sont imbriquées les unes aux autres de manière à ne laisser aucun espace continu, que pourrait suivre la trajectoire d'une particule. HCal est un détecteur composé d'une succession de matériaux épais absorbants et de plans quadrillés composés de scintillateurs fluorescents¹². Ces panneaux de scintillateurs, épais de seulement 4 mm, sont chacun placés entre deux plaques de cuivre (5 cm dans le tonneau et 8 cm dans les bouchons) jouant le rôle d'absorbeur, le tout formant une tour

12. Un matériaux luminescent (scintillateurs) absorbe les radiations incidentes et réémet des photons. Si il est de type fluorescent alors l'émission des photons est très rapide. La transition du niveau excité au niveau stable est direct.

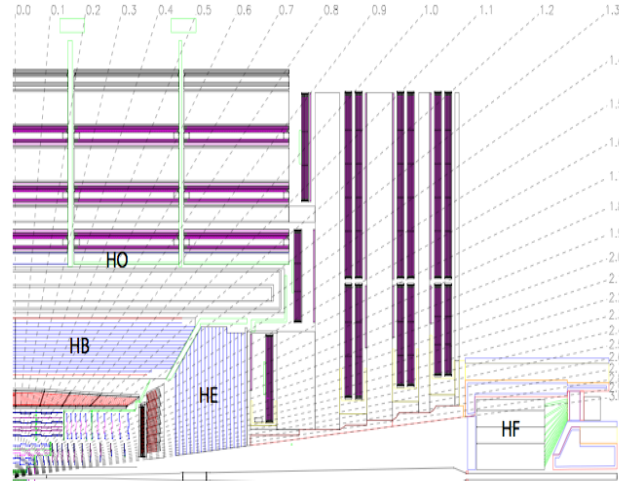


FIGURE 2.14 – Coupe longitudinale de CMS, où HCal est explicitement détaillé [97]. La partie de HCal dans le tonneau est mentionnée par HB (Hcal Barrel) et celle dans les bouchons par HE (Hcal Endcaps).

de détection. Une particule en incidence normale au tonneau, trouve quinze plaques de cuivre sur son passage, soit une profondeur d'environ 80 cm. Cela représente six fois sa longueur d'interaction nucléaire¹³.

Au dessus du tonneau, un détecteur extérieur (HO), composé lui aussi de plusieurs couches de cuivre, est placé au dessus de la cavité de l'aimant solénoïde, afin de contenir les gerbes de hadrons qui ont traversé ECal et HCal. HO utilise l'épaisseur de l'aimant comme un absorbeur et initiateur de gerbes tardives, pour ensuite pouvoir mesurer l'énergie qui s'échappe de HCal. La figure 2.14 est une coupe longitudinale de CMS, où les différentes parties de HCal sont repérées. A l'extérieur des bouchons, de part et d'autre de CMS, sont disposés des calorimètres hadroniques avant ou arrière (HF), situés donc à grande pseudo-rapacité ($3 < |\eta| < 5$). L'objectif physique premier, qui justifie cette extension du calorimètre hadronique, est la détection du Higgs en deux bosons (ZZ ou WW) qui peuvent ensuite se désintégrer en deux jets à grande pseudo-rapacité ($ZZ \rightarrow lljj$ ou $WW \rightarrow l\nu jj$). Pour le programme d'étude des collisions PbPb, les détecteurs HF ont été dévolus à la détermination de la centralité (Cf.3.1.3).

Les calorimètres fournissent des triggers de niveau 1, tout comme les chambres à muons. Les cristaux et super-cristaux de ECal envoient une mesure d'énergie et d'extension de gerbe afin de différencier l'électron du photon. Ces mesures d'énergie sont additionnées aux valeurs des tours de HCal et HF afin de déterminer les candidats électrons, photons, jets, utilisés pour les différents algorithmes de trigger.



Dans le cas de cette analyse $W \rightarrow \mu + \nu$, les triggers à muons sont mis en coïncidence avec un dépôt d'énergie minimum dans HF afin de diminuer la fréquence d'enregistrement des événements (Cf.3.2.1) .

13. Longueur moyenne, spécifique au matériau, que doit parcourir une particule pour que sa gerbe électromagnétique soit réduite d'un facteur $1/e$ en nombre de particules (environ 64% de la gerbe).

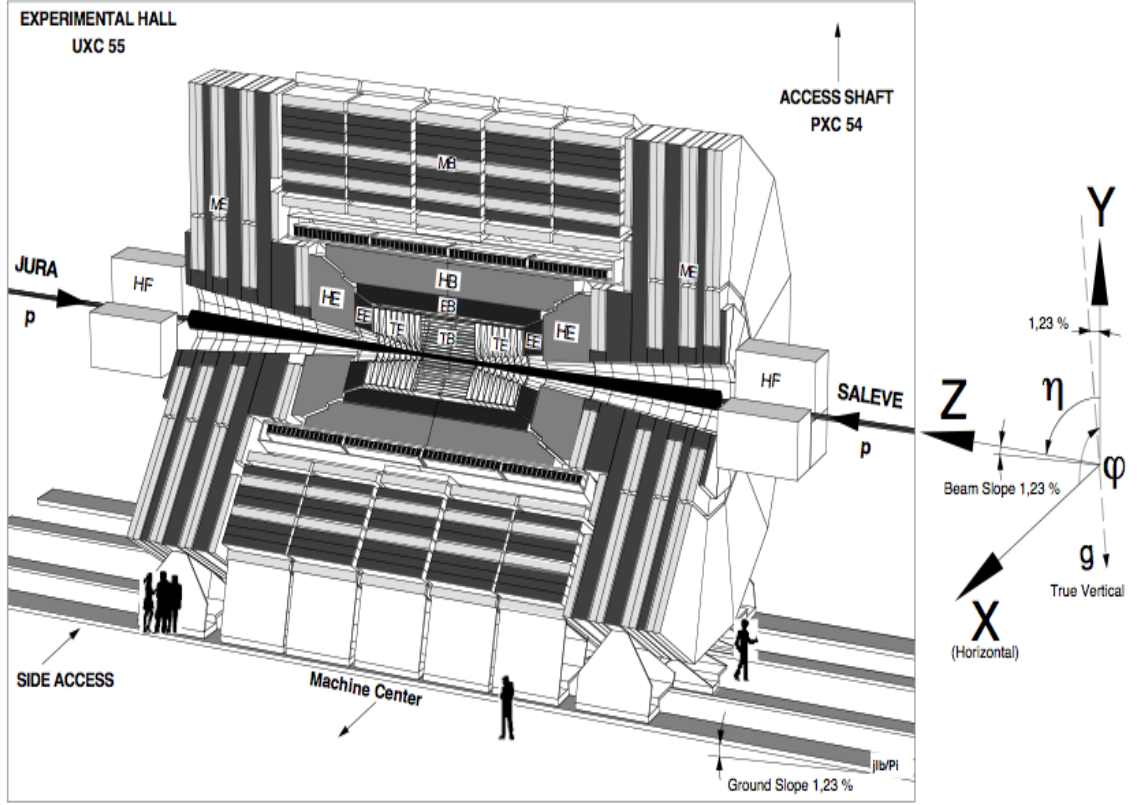


FIGURE 2.15 – Schéma de CMS en coupe longitudinale.

La figure 2.15, analogue de la figure 2.6, représente l'intérieur de CMS avec tous les sous-détecteurs présentés dans ce chapitre : le système à muons du tonneau et des bouchons (MB et ME), le trajectographe (TB et TE respectivement pour Tracker Barrel et Tracker Endcap), ECal (EB et EE) et HCal constitués de son calorimètre central (HB et HE) et de ses extensions à l'avant et l'arrière de CMS (HF).

2.3.2 Signature du neutrino : l'énergie transverse manquante

L'étude du boson W se concentre autour de l'identification du muon, fer de lance de CMS. La reconstruction (indirecte) du neutrino n'est pas indispensable pour parvenir à isoler un candidat W , mais elle devient nécessaire pour augmenter la statistique et obtenir des mesures plus précises.

L'énergie du neutrino n'est pas accessible directement. Elle se construit sur le principe de la conservation de l'énergie créée dans le plan transverse. Les particules se désintègrent au repos dans le référentiel du centre de masse, qui conserve l'énergie transverse émise. En revanche, le décalage longitudinale du centre de masse par rapport au référentiel du détecteur, entraîne que l'énergie longitudinale des particules n'est elle pas conservée. Ainsi, la somme des vecteurs énergie des particules émises, projetés dans le plan transverse, est nulle si toute l'énergie est détectée. En présence d'un neutrino, un vecteur énergie manque à la somme. Si (x, y) désignent les coordonnées cartésiennes du plan transverse (précédemment caractérisé par les coordonnées R, ϕ), alors l'énergie transverse du neutrino, c'est à dire l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T), se définit comme :

$$\cancel{E}_T(x) = -\sum_n E_T(x) = -\sum_n E_T \times \cos(\phi) \quad (2.6)$$

$$\cancel{E}_T(y) = -\sum_n E_T(y) = -\sum_n E_T \times \sin(\phi) \quad (2.7)$$

$$\cancel{E}_T = \sqrt{\cancel{E}_T(x)^2 + \cancel{E}_T(y)^2} \quad (2.8)$$

où n est le nombre de particules de l'état final de la collision. Une mesure précise de l'énergie manquante nécessite une bonne résolution de chacun des sous-détecteurs et surtout un détecteur hermétique ne laissant aucune particule, autre que le neutrino, non-détectée. Le trajectographe offre la possibilité de reconstruire la trace transverse manquante, les calorimètres permettent eux de prendre en compte les photons et les hadrons neutres afin d'obtenir une énergie transverse manquante. Un algorithme (Particle Flow [103]) a été créé pour regrouper toutes les informations des sous-détecteurs et en faire émerger toutes les particules de la collision. Il est utilisé pour la reconstruction de l'énergie transverse manquante de cette analyse (Cf.4.2.1 pour plus de détails sur \cancel{E}_T et PF). La figure 2.16 représente une coupe transversale de CMS, où les trajectoires des différentes particules reconstruites avec PF sont présentes : muon, électron, photons, hadron chargé et hadron neutre.

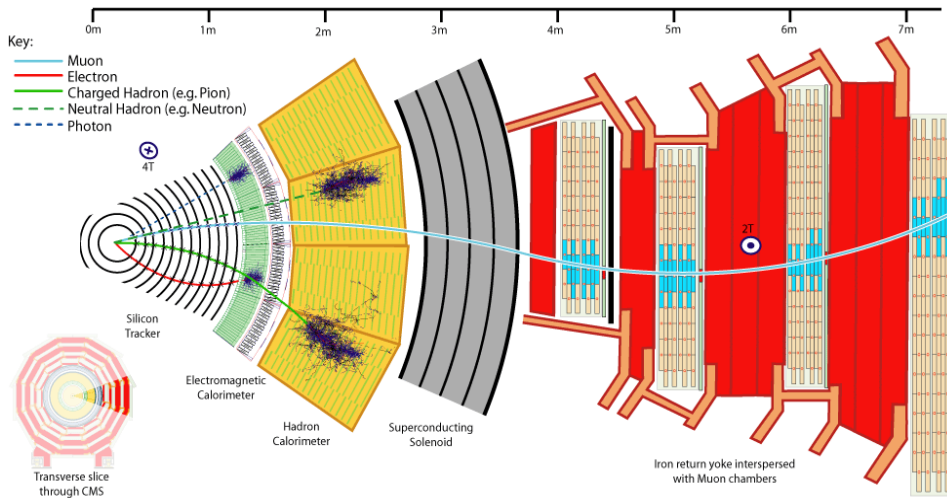


FIGURE 2.16 – Coupe transversale de CMS où apparaissent les trajectoires des différents candidats PF.

Synthèse

- 1) Les calorimètres permettent d'identifier et mesurer l'énergie des électrons, des photons et des jets. HCal qui constitue la dernière couche à l'intérieur de l'aimant solénoïde est hermétique, ce qui garantit la mesure de la totalité de l'énergie émise lors d'une collision (autre que neutrino), indispensable pour reconstruire l'énergie transverse manquante.
- 2) La détection du neutrino repose sur le principe du déséquilibre de l'énergie dans le plan transverse, en présence de neutrino : $\sum_n \vec{E}_T \neq 0$.

La figure 2.17 est un événement $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pPb, où le neutrino est détecté via l'énergie transverse manquante avec CMS.

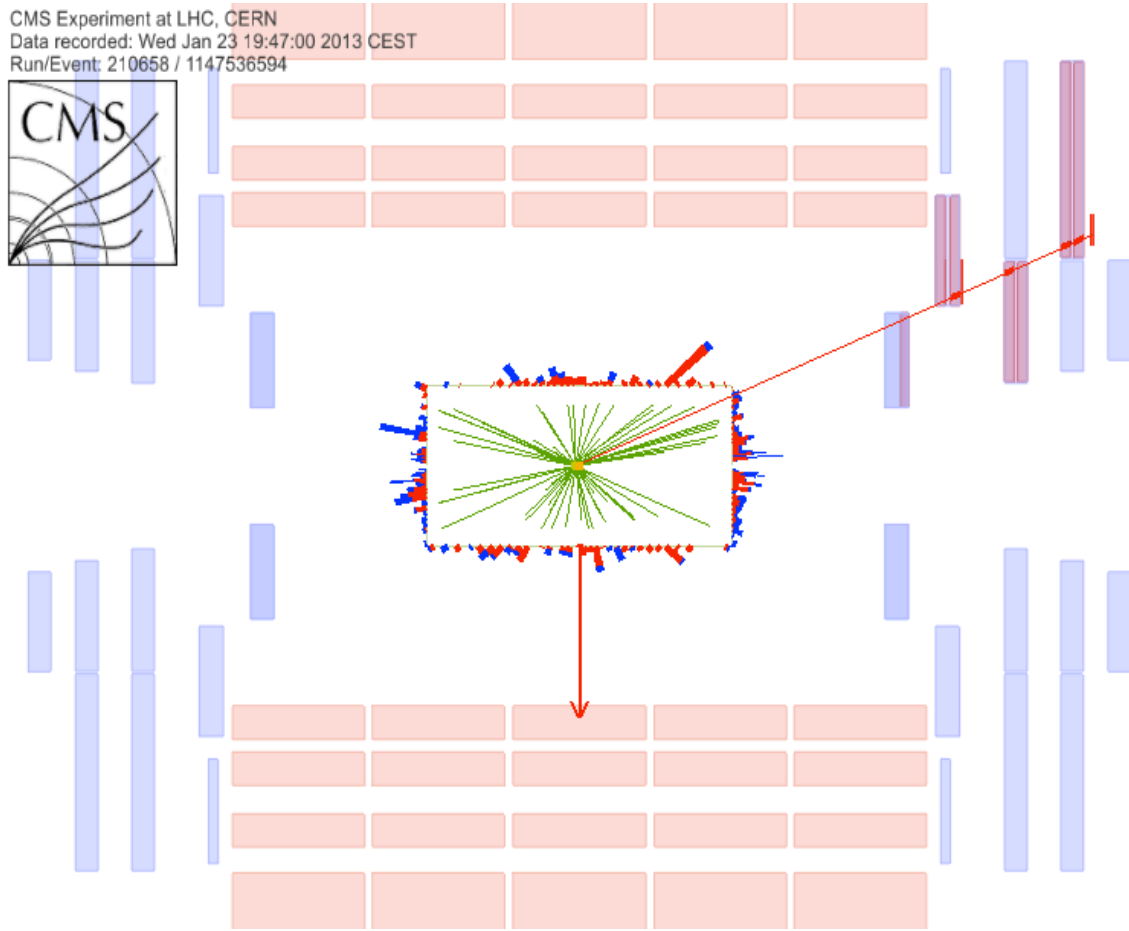


FIGURE 2.17 – Vue longitudinale d'un événement $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pPb. Le muon est détecté par les CSC des bouchons, sa trace est visible dans le trajectographe. Toutes les traces de la collision sont visibles en vert, elles partent du vertex de collision reconstruit. Les calorimètres ne sont pas représentés mais les dépôts calorimétriques sont visibles, en bleu pour les hadrons et en rouge pour les électrons ou photons. Artiste : Begona de La Cruz.

Règles de sécurité

*Un voyage en avion:
quelques heures d'ennui coupées de
quelques minutes de trouilles intenses.*

Al Boliska.

LES règles de sécurité sont indispensables pour un décollage dans les règles de l'art. En général, le voyageur est impatient de décoller et toute attente peut être perçue comme un passage ennuyant. Pourtant, pour garantir la sécurité du voyage et la compréhension des risques, il est impossible de passer outre. C'est avec impatience et fébrilité que nous sentons l'avion avancer, ralliant sa piste de décollage. L'hôtesse dispense des instructions et nous savons que juste après, suivra le décollage. Nous avons déjà évoqué la motivation ainsi que les moyens techniques (Cf 1 et 2), je vous propose ici de prendre connaissance des aspects dits de second plan, mais qui sont indispensables à la réussite de l'analyse.

3.1 Notions utiles

Chaque moyen de transport possède un vocabulaire propre, adapté au contexte dans lequel il évolue. Pour un avion on parle alors d'altitude, de pression extérieure et de courant aérien. Pour un détecteur, dans le cadre de cette analyse de boson W en collisions pPb, il convient d'être familier avec les notions de rapidité/pseudo-rapidité, de luminosité et de centralité.

3.1.1 Rapidité et pseudo-rapidité

En relativité restreinte, la rapidité (y) est une alternative au paramètre de vitesse, pour quantifier le décalage que subit le centre de masse d'un système par rapport à un référentiel, par exemple celui du laboratoire dans lequel s'effectuent toutes les détections.

Les transformations de Lorentz entre deux référentiels, au temps t (t') et à la position z (z'), se déplaçant linéairement et longitudinalement, l'un par rapport à l'autre avec une vitesse v , peuvent s'exprimer des deux manières suivantes :

1. En faisant intervenir directement la vitesse par le biais des paramètres $\beta = \frac{v}{c}$ et $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ tel que :

$$\begin{aligned} ct' &= \gamma(ct - \beta z) \\ z' &= \gamma(z - \beta ct) \end{aligned} \quad (3.1)$$

2. Ou bien en utilisant la rapidité :

$$\begin{aligned} ct' &= ct \cosh(y) - z \sinh(y) \\ z' &= z \cosh(y) - ct \sinh(y) \end{aligned} \quad (3.2)$$

qui s'obtient par l'équivalence hyperbolique reliant γ et la rapidité :

$$\begin{aligned} \gamma^2 - (\gamma\beta)^2 &= 1 = \cosh^2(y) - \sinh^2(y) \\ \gamma &\equiv \cosh(y) \end{aligned} \quad (3.3)$$

Puisque γ est lié à l'énergie (E) et l'impulsion (P) suivant:

$$\begin{aligned} E &= \gamma mc^2 = mc^2 \cosh(y) \\ |P| &= \gamma m|v| = mc \sinh(y) \end{aligned} \quad (3.4)$$

la rapidité peut donc elle aussi s'exprimer en fonction de E et P à travers l'équation :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + |P|c}{E - |P|c} \right) \quad (3.5)$$

obtenue par la relation :

$$\tanh(y) = \frac{|P|c}{E} = \frac{e^y - e^{-y}}{e^y + e^{-y}} = \frac{e^{2y} - 1}{e^{2y} + 1} \quad (3.6)$$

Notons que l'expression de la rapidité dans l'équation (3.5) permet d'apprécier le caractère additif de cette quantité, au contraire de la vitesse qui suit une asymptote à la vitesse de la lumière.

Le proton et le noyau de plomb, ainsi que les particules créées lors de l'interaction, sont considérés comme relativistes. Lorsque les faisceaux entrent en collision, les particules créées sont équiréparties dans le centre de masse. Cependant, les PDF des partons incidents modifient la dynamique dans le référentiel du détecteur. Les particules possèdent une impulsion initiale, un boost (non au repos), qui se caractérise selon l'axe du faisceau, puisque c'est la direction des partons incidents. En physique des collisions de haute énergie, est traditionnellement appelée "rapidité" la composante longitudinale de cette dernière (avec $c = 1$):

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (3.7)$$

A grande rapidité correspond la détection de particules émises vers l'avant (ou l'arrière) de CMS 2.1.4. C'est notamment le cas des particules qui pour des raisons de conservation de spin et d'impulsion suivent les quarks de valence, comme les bosons W . A rapidité centrale ($y=0$ dans le centre de masse de la collision), les particules ont une trajectoire exclusivement transversale et n'emportent aucune énergie le long de l'axe du faisceau.



Dans le cas précis des collisions pPb au LHC, le proton est accéléré à une énergie de 4 TeV et les nucléons du plomb à 1,58 TeV chacun (Cf. 2.1.2). La collision étant asymétrique les particules sont propulsées dans la direction du proton avec un décalage longitudinale en rapidité (δy) attendu entre le référentiel du centre de masse et celui du détecteur. Dans le cas ultra-relativiste, la masse des particules est négligeable devant l'impulsion, et l'énergie s'exprime comme :

$$E \simeq p \left(1 + \frac{m^2}{2p^2} \right) \quad (3.8)$$

soit d'après (3.7)

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p_z}{m} \right) \quad (3.9)$$

Puisque $p_z/m \propto Z/A$ alors le décalage en rapidité $\delta y = y_1 - y_2$, où y_1 et y_2 sont les rapidités du proton et du plomb, s'exprime comme :

$$\delta y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{Z_1 \times A_2}{Z_2 \times A_1} \right) \quad (3.10)$$

Cette équation démontre que dans le cas du LHC, où le champ magnétique fixe les énergies du plomb et du proton simultanément, avec un rapport Z/A entre les deux, uniquement le nombre de nucléons du noyau détermine le décalage en rapidité. Avec $Z_1 = A_1 = 1$, $Z_2 = 82$ et $A_2 = 208$, le décalage en rapidité est donc $\delta y = 0,465$ pour les collisions de type pPb. Plus généralement, si l'énergie des nucléons est connue, il est facile de calculer γ et donc ensuite la rapidité correspondant au boost.

Le vertex d'interaction ainsi que les particules émises sont donc produits dans le centre de masse à $y = 0$ mais avec un décalage de $\delta y = 0,465$ dans le référentiel du détecteur. Les collisions asymétriques entraînent deux considérations :

- Certains détecteurs n'ont pas une couverture symétrique de part et d'autre du point d'interaction. Par exemple le bras à muons d'ALICE (Cf. 2.1.3) ne se situe que d'un côté du point d'interaction. Par conséquent, les fragmentations du proton et du plomb ne peuvent pas être étudiées en même temps. Pour cette raison, deux configurations de collisions (runs¹) pPb sont nécessaires, l'une avec le proton accéléré vers $+y$ et le plomb vers $-y$, puis l'inverse.
- Pour un détecteur symétrique en y (comme CMS), aucune différence ne devrait exister entre les deux configurations. Cela dit, certaines parties du détecteur peuvent ne pas être techniquement similaires, avec notamment la formation aléatoire de zones mortes au cours du temps. Produire les deux configurations et les analyser chacune séparément est une sécurité.

Deux configurations de collisions pPb ont donc ainsi été délivrées en 2013. Une première avec le proton qui est accéléré vers $-y$ et le plomb vers $+y$, puis l'inverse : environ 60% et 40% des données, respectivement (soit une luminosité Cf. 3.1.2 de $\mathcal{L} = 20,6 \text{ nb}^{-1}$ et $\mathcal{L} = 14,0 \text{ nb}^{-1}$). Dans la première configuration, la rapidité du centre de masse s'exprime en fonction de la rapidité dans le référentiel du détecteur par l'équation suivante :

$$y_{\text{cm}} = y_{\text{lab}} + 0,465 \quad (3.11)$$

1. Mot anglais qui désigne les périodes de faisceaux stables circulant au LHC.

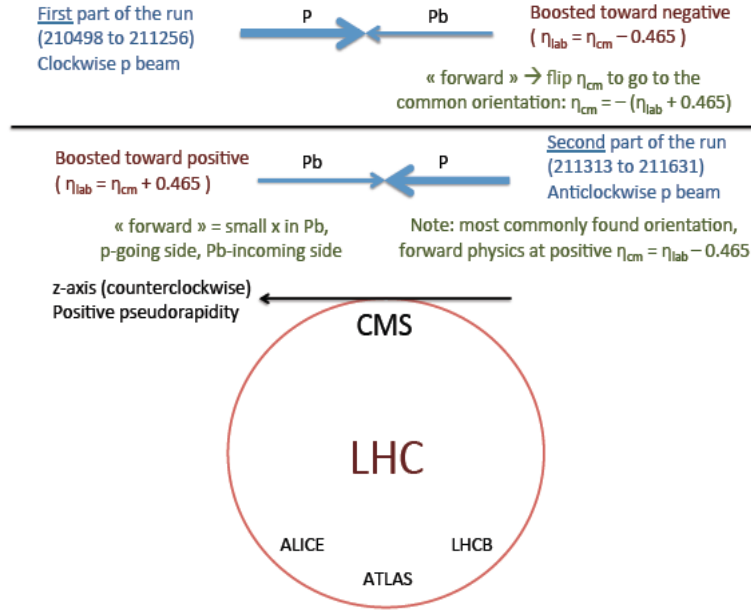


FIGURE 3.1 – Dessin représentant les deux runs pPb, en fonction de la pseudo-rapidité du proton. Les numéros de runs et le passage du référentiel du centre de masse vers celui du laboratoire finalisent le schéma. Artiste: Raphael Granier de Cassagnac.

Pour la deuxième configuration, c'est l'opposé :

$$y_{cm} = y_{lab} - 0,465 \quad (3.12)$$

Un schéma permettant de visualiser les configurations des faisceaux est proposé en figure 3.1.

Pour les particules produites, la variable directe de détection n'est pas la rapidité mais la pseudo-rapidité (η) définie comme :

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{|P| + P_z}{|P| - P_z} \right) \quad (3.13)$$

où la seule différence avec la rapidité est en fait la masse de la particule. Pour la plupart des particules reconstruites, telle que le muon, la masse est négligeable et $y \simeq \eta$.

La mesure de la pseudo-rapidité s'effectue par la mesure de l'angle θ entre la trajectoire de la particule et l'axe du faisceau, z . Les composantes de l'impulsion transverse, p_T , s'expriment notamment comme :

$$\begin{aligned} p_x &= p_T \cos(\theta) \\ p_y &= p_T \sin(\theta) \end{aligned} \quad (3.14)$$

Quand une particule est émise uniquement dans le plan transverse au faisceau, $p_z = 0$ alors $\eta = 0$. Au contraire quand la particule emporte un maximum d'énergie suivant l'axe des faisceaux, η tend vers l'infini et l'angle θ vers 0. La pseudo-rapidité s'exprime en fonction de θ par la relation suivante :

$$\eta = -\ln(\tan(\theta/2)) \quad (3.15)$$

qui découle des équations 3.13 et 3.14. La figure 3.2 indique la correspondance entre θ et la pseudo-rapidité. A titre d'indication, tous les résultats de l'analyse sont obtenus pour des muons avec $|\eta| < 2.4$.

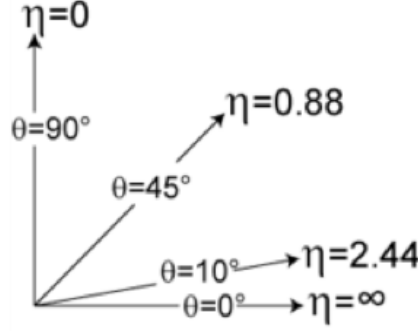


FIGURE 3.2 – Représentation de l’angle θ , entre la trajectoire de la particule et l’axe du faisceau. A chaque angle une valeur de pseudo-rapidity lui est associée. Sur ce schéma, uniquement la moitié du détecteur, selon z , est représentée, du point d’interaction ($\eta=0$), vers l’avant du détecteur ($\eta=\infty$).

3.1.2 Luminosité

Les faisceaux contiennent 296 paquets de protons et de plombs, espacés de 200 ns. En moyenne chaque paquet contient 7.10^9 noyaux ou $15,4.10^9$ protons. La luminosité dégagée lors de chaque croisement de faisceau, peut être déterminée par unité de temps (luminosité instantanée) et intégrée sur la totalité de la période d’acquisition (luminosité intégrée). La luminosité instantanée se mesure en fonction des signaux provenant du détecteur HF (Forward Hadronic Calorimeter 2.3.1) et sa valeur est estimée à partir d’un étalonnage réalisé au préalable, lors de croisements de faisceaux dédiés à ce calibrage. Pour chacun des deux runs pPb, deux périodes de calibration par la méthode de Van der Meer [104] ont été effectuées. Cette procédure consiste à balayer les faisceaux incidents dans leur plan transverse pour estimer la région de recouvrement des faisceaux.

Le LHC a délivré une durée effective de faisceaux stables pPb de 8 jours, 1 heure et 29 minutes, représentant une luminosité intégrée de $36,14 \text{ nb}^{-1}$, répartie sur 3 semaines de prises de données. L’évolution temporelle suivant la période d’acquisition de données est représentée en bleu sur la figure 3.3. La distribution jaune de ce graphique représente quant à elle, la luminosité enregistrée par CMS, à hauteur de $35,50 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$. L’efficacité de prise de données de CMS est donc de 98,2%. Chiffre plutôt impressionnant qui démontre les performances du détecteur CMS.



Les résultats développés dans cette analyse sont avant tout les sections efficaces de production des bosons W^+ et W^- , σ^W . Les sections efficaces sont des grandeurs normalisées, pouvant directement être comparées d’une expérience à l’autre, ainsi qu’avec la théorie (Cf.1.3.1). Pour les obtenir il faut extraire un nombre d’événements produits, en l’occurrence un nombre de W (N^W), puis le normaliser par la luminosité correspondant à l’échantillon de données regardé :

$$\sigma_{\text{pPb}}^W = \frac{N^W}{\mathcal{L}_{\text{pPb}}} \quad (3.16)$$

Pour cette analyse, la reconstruction de l’énergie manquante nécessite que tous les sous-détecteurs (trajectographe, Ecal, Hcal, chambres à muon) fussent opérationnels lors de l’acquisition des données. Cette contrainte réduit l’échantillon de données étudié à une luminosité de $34,6 \text{ nb}^{-1}$.

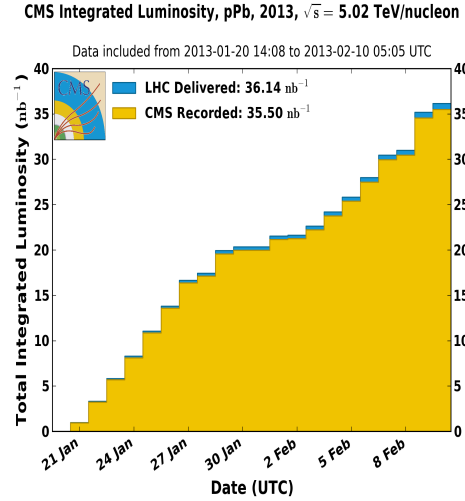


FIGURE 3.3 – Luminosité intégrée délivrée par le LHC (bleu) et enregistrée par CMS (jaune), en fonction des périodes de faisceaux stables pPb [105].

Les triggers (Cf.3.2.1) utilisés pour la sélection des événements de l’analyse possèdent un taux d’enregistrement de 1 événement enregistré pour 1 événement détecté, c’est-à-dire sans pre-scale². Aucun facteur correctif ne doit donc être appliqué sur le nombre d’événements détectés pour correspondre à $\mathcal{L} = 34,6 \text{ nb}^{-1}$.

Tableau récapitulatif : Je vous propose un tableau des résultats qui résume, au fur et à mesure, toutes les quantités nécessaires à l’élaboration des sections efficaces. Pour obtenir les section efficaces de production de $W \rightarrow \mu + \nu$, le nombre de W doit être divisé par la luminosité. Dans la suite de ce manuscrit nous cherchons à estimer N^W .

Variables	Valeurs
$\sigma_{pA}^W = N^W / \mathcal{L}_{pA}$	$\mathcal{L}_{pA} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$

3.1.3 Centralité et nombre de collisions élémentaires

Lors de collisions PbPb, les deux ions peuvent se percuter de manières différentes. La distance entre les centres des deux noyaux, aussi appelée paramètre d’impact, conditionne le nombre de hadrons qui participent à la collision. Plus les noyaux sont proches, plus la collision est frontale avec un recouvrement maximum ; un grand nombre de nucléons contribuent alors à l’énergie dégagée. Ce lien entre l’énergie libérée et le paramètre d’impact de la collision, c’est le concept de la centralité d’une collision.

Les valeurs de centralité, usuellement exprimées en pourcentage de section efficace hadronique PbPb (ou pPb pour notre analyse) de biais minimum (tout événement qui n’est pas sélectionné sur un processus dur spécifique), indiquent le degré de recouvrement entre les deux ions. Les petites valeurs correspondent aux collisions frontales ou encore centrales, ayant les plus hautes valeurs d’énergie libérée. Les

2. Mot anglais communément utilisé pour décrire un taux d’enregistrement différent de l’unité.

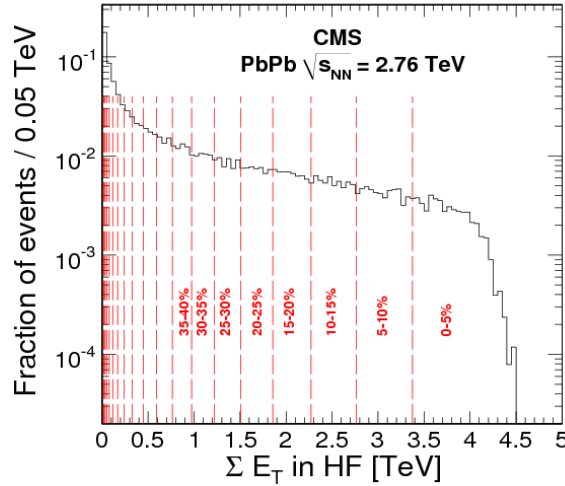


FIGURE 3.4 – Distribution de l'énergie transverse dans les calorimètres HF, utilisée pour déterminer la table de centralité des collisions PbPb [107].

grandes valeurs de centralité, font intervenir moins de nucléons participants³ et se rapprochent des collisions pp. Plus l'énergie dégagée lors d'une collision est petite, plus le paramètre d'impact est grand. Dans CMS cette énergie est mesurée par les détecteurs HF, situés à grande rapidité de part et d'autre du point d'interaction (Cf. 2.3.1). La figure 3.4 représente la somme des énergies transverses déposées dans les calorimètres HF pour l'ensemble des collisions hadroniques PbPb. Vingt classes de centralité (de 0 à 100%) sont déterminées et reliées à des quantités géométriques telles que le paramètre d'impact grâce au modèle de Glauber [106]. L'étude des variables de production en fonction de la centralité des collisions permet de savoir si le processus regardé (quarkonia, jets, bosons faibles) est modifié en traversant un environnement dense. Pour obtenir des comparaisons pertinentes entre différents événements appartenant à différentes classes de centralité, il faut normaliser ces collisions PbPb. Le taux de production d'une particule peut par exemple être rapporté aux nombres de collisions élémentaires nucléon-nucléon de l'événement, noté N_{coll} . A un intervalle de paramètre d'impact b correspond un nombre moyen de collisions élémentaires $\langle N_{\text{coll}} \rangle$. Chaque classe de centralité peut donc être normalisée par $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ et des observables telles que le R_{AA} (Cf. 1.3.2) peuvent être construites.

Le nombre de collisions élémentaires d'un événement repose sur la détermination de la fonction de recouvrement nucléaire T_{AA} pour un paramètre d'impact (b) donné, et sur la section efficace d'interaction nucléon-nucléon inélastique σ_{NN} selon :

$$N_{\text{coll}}(b) = T_{\text{AA}}(b) \times \sigma_{\text{NN}} \quad (3.17)$$

σ_{NN} est mesurée dans les données (mais peut également être déterminée par simulation Monte Carlo). Pour une énergie de 2,76 TeV en collisions PbPb, $\sigma_{\text{NN}} = 64 \pm 5$ mb [107]. La fonction de recouvrement nucléaire est déterminée mathématiquement par le modèle de Glauber. Dans ce modèle, les collisions noyau-noyau sont décrites comme une superposition de collisions nucléon-nucléon élémentaires et indépendantes, dans lesquelles les nucléons suivent des trajectoires rectilignes. A grande énergie, les nucléons portent assez d'impulsion pour que leur trajectoire ne soit pas

3. Un participant est un nucléon du plomb qui donne lieu à une ou plusieurs collisions inélastiques.

modifiée par le noyau qu'ils traversent. Cette simplification permet d'exprimer l'intégrale du recouvrement uniquement selon l'axe du faisceau z . T_{AA} est une grandeur purement géométrique qui se caractérise par « l'épaisseur » selon z de chaque noyau (A et B) incident telle que :

$$T_{AA}(b) = \int T_A(\vec{s}) \otimes T_B(\vec{s} - \vec{b}) d^2s \quad (3.18)$$

Les nucléons du noyau A ont une probabilité $T_A(s)$ d'être localisés dans la région s , les nucléons du noyau B ont une probabilité $T_B(s-b)$ d'être dans la région $(s-b)$. La probabilité commune d'avoir un nucléon de type A et un nucléon de type B dans une partie de la surface $(s-b)$, une fois intégrée selon s , est la fonction de recouvrement du paramètre d'impact b , T_{AA} . La figure 3.5 représente la région de recouvrement des deux noyaux dans le plan transverse au faisceau.

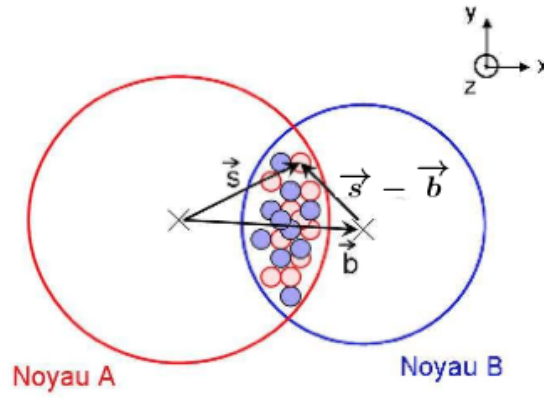


FIGURE 3.5 – Vue dans le plan transverse d'une collisions d'ions lourds avec un paramètre d'impact b .

$T_A(s)$ et $T_B(s)$ dépendent de la densité nucléaire des noyaux étudiés (ρ_A où A est le nombre de masse du noyau) qui est donnée comme paramètre d'entrée (ρ_A est déterminé à partir d'une distribution de Wood-Saxon) :

$$T_A(s) = \int_{-\infty}^{+\infty} dz \rho_A(\sqrt{s^2 + z^2}) \quad (3.19)$$

et

$$\int ds^2 T_A(s) = A \quad (3.20)$$

En collision pPb, le paramètre d'impact se définit entre le proton et le centre du noyau de plomb. Comme pour les collisions PbPb, il est possible d'établir différentes classes de centralité en utilisant par exemple, l'énergie déposée dans le calorimètre HF (toujours de 0 à 100%). Si l'estimation de la centralité n'amène pas de difficultés techniques en collision pPb, la détermination du $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ associé à chaque classe de centralité est plus difficile. En effet, les sondes dures telle que le W et le Z sont produites avec de la multiplicité (provenant d'un jet de recul le plus souvent). En collision pPb la centralité devient sensible à cet ajout de multiplicité car la densité d'énergie produite est plus faible que lors de collisions PbPb. Le biais induit se traduit par l'augmentation du taux de production de ces particules avec la centralité (les classes de centralité déterminées sur des événements de biais minimum ne correspondent pas à la multiplicité engrangée par la production d'un processus dur).

Pour cette raison, aucune étude en centralité n'est publiée pour l'analyse W en pPb (pour l'instant).



L'étude du W en fonction de la centralité, par exemple avec un R_{pA} pour chaque classe de centralité, n'est pas prioritaire puisque les mesures du R_{AA} des bosons W et Z en collisions PbPb, n'ont démontré aucune dépendance en centralité (Cf. 1.3.2). Dans cette analyse, la centralité n'est donc pas utilisée comme observable dans les résultats finaux. Néanmoins, elle caractérise la multiplicité globale d'une collision et des études sur des observables ne faisant pas intervenir $\langle N_{\text{coll}} \rangle$ seront réalisées et compléteront l'image de ces collisions pPb 6.3.2.

Synthèse

- 1) Une collision asymétrique entraîne un décalage en rapidité du centre de masse dans le référentiel du laboratoire, suivant la direction du projectile de plus haute énergie. Dans le cas précis des collisions pPb de 2013 au LHC, le décalage en rapidité vaut $\delta y = 0,465$. Deux runs pPb (proton accéléré vers $-\eta$ puis vers $+\eta$) ont été collectés.
- 2) La luminosité enregistrée par CMS pendant les runs pPb est estimée à $35,50 \text{ nb}^{-1}$, pour une luminosité délivrée par le LHC de $36,14 \text{ nb}^{-1}$. Pour une reconstruction optimum de l'énergie manquante tous les sous détecteurs devaient être actifs lors de la prise de données, ce qui réduit la luminosité de notre lot de données à $34,60 \text{ nb}^{-1}$.
- 3) La centralité d'une collision se détermine par l'énergie transverse déposée dans le calorimètre HF. Pour cette analyse W , la centralité est utilisée pour caractériser la multiplicité globale d'une collision et pondérer la simulation (Cf. 3.4.1). Une ouverture concernant les effets de la multiplicité (liés à l'asymétrie de la collisions) sur la détermination de la centralité sera également proposée (Cf. 6.3.2).

3.2 Filtrer l'information

L'espace à bord d'un avion limite le nombre de passagers et les bagages qui les accompagnent. Un système de sélection doit être mis en place afin que les collisions superflues ne soient pas embarquées tout en ne rejetant aucun candidat W .

3.2.1 Déclenchement

Le temps entre deux croisements de faisceaux détermine le temps alloué au système de trigger [108] pour prendre la décision ou non d'enregistrer un événement. Chaque partie du détecteur doit accueillir des nouvelles données toutes les 25 ns. Ce temps étant très court, le temps de transport des signaux détectés sert de mise en attente, avant que la décision électronique ne parvienne. Les données sont ainsi gardées en « mémoire » pendant $3,2 \mu\text{s}$. Au delà, la quantité d'information accumulée par le trajectographe et les pre-shower, est trop importante pour être traitée si l'événement venait à être enregistré (capacité des trigger de niveaux supérieurs). Les événements enregistrés par les triggers de niveau 1 sont ensuite envoyés aux triggers de niveaux supérieurs ($\sim 100 \text{ kHz}$).

Restreindre l'intervalle de réponse à $3.2 \mu\text{s}$ impose que certains sous-détecteurs ne peuvent être utilisés comme système de déclenchement. Parmi les sous-détecteurs utilisés comme trigger, le système à muons du tonneau (chambres DC, Cf. 2.2.2) possède le plus grand temps mort, avec 400 ns nécessaire à la collecte de la totalité du signal. Le trajectographe (Cf. 2.2.3) et les pre-shower de ECal (Cf. 2.3.1) ne sont pas utilisés. La décision de niveau 1 se fonde sur la présence de muons, photons, électrons et jets. Chacune de ces observables est testée pour différents seuils d'énergie (E_T ou p_T). Les triggers de niveau 1 sont de trois types et tous sont utilisés pour la sélection des événements de l'analyse W :

- le L1 muon
- le L1 calorimètre
- le L1 global

Il existe 128 algorithmes différents afin de traiter les informations provenant de ces trois trigger de niveau 1.

Le trigger L1 muon est composé d'un trigger global qui regroupe les traces des DTC et CSC (Cf. 2.2.2). Il en extrait les mesures de η , ϕ et p_T , puis valide la charge du muon. Ces traces sont ensuite associées à celles des RPC comme indiqué sur la figure 3.6. Les muons reconstruits sont triés par ordre de p_T et les quatre premiers sont enregistrés puis transmis au trigger L1 global. En collisions pPb jamais plus de quatre muons ne déclenchent le système de triggers. Le trigger L1 calorimètre reçoit des objets électrons, photons et jets reconstruits au préalable par les algorithmes reliés aux signaux de ECal et HCal (Cf. 2.3.1), au niveau du RCT (Regional Calorimeter Trigger, figure 3.6). Tout comme le trigger L1 muon, les quatre candidats de plus haute énergie sont transmis au trigger L1 global. La décision d'enregistrer ou non un événement repose sur le trigger L1 global qui associe les informations des deux précédents triggers. Sur les 128 algorithmes établis pour les collisions pPb, 21 sont dédiés aux muons dont, L1DoubleMu0 (au moins deux muons mais pas de seuil en p_T) ou encore L1SingleMu3 (au moins un muon avec $p_T > 3 \text{ GeV}/c$). Les événements sélectionnés sont compressés et placés en mémoire tampon. Les données de chaque événement sont ensuite transférées dans des processeurs, où les filtres de plus hauts niveaux sont exécutés.

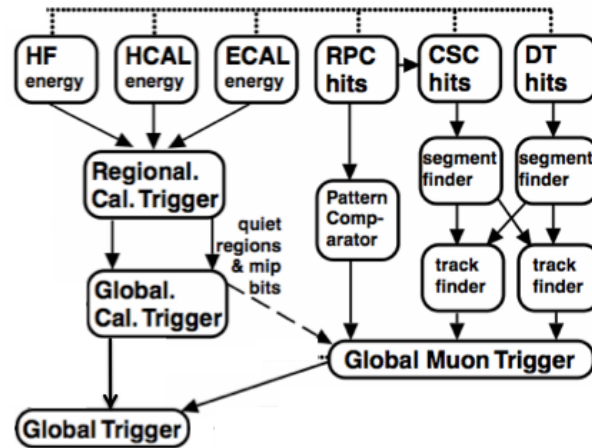


FIGURE 3.6 – Schéma global du système de trigger de niveau 1 de CMS [108].

Le système de trigger de niveau 1 peut réduire 1 GHz de signal d'entrée en 75 kHz (100 kHz au maximum). Les triggers de niveau supérieur (HLT pour High Level Trigger) forment un système de processeurs ayant accès à toutes les informations de niveau 1. A ce stade, la reconstruction des particules produites lors d'un événement s'effectue de manière partielle et compartimentée qui donne lieu à deux niveaux de trigger supérieurs :

1. Une reconstruction peu sélective qui différencie très tôt le genre de la particule : muons, photons, électrons, jets, à l'aide du tri déjà réalisé au niveau 1. Si l'on prend l'exemple du trigger HLT_SingleMu_12 alors à ce niveau les candidats muons doivent répondre à des critères tels que $|\eta| < 2,5$ et $p_T > 10 \text{ GeV}/c$.
2. Une reconstruction complète pour affiner les critères de sélection. A ce niveau le filtre est un peu plus exigeant et la condition sur l'impulsion transverse du muon pour HLT_SingleMu_12 devient $p_T > 12 \text{ GeV}/c$.

Le système HLT ne garde uniquement que 100 événements par seconde, ce qui correspond à un taux de réjection de 1 000.

Un lot de données (PAMuon/HIRun2013-PromptReco-v1/RECO) est collecté pour les diverses analyses muon du groupe CMS ions lourds. C'est avec cet échantillon de données, qui contient environ 102 millions d'événements, que nous réalisons donc l'analyse W . Il est constitué d'événements sélectionnés par l'un des quatre seuils en p_T : 3, 5, 7 ou 12 GeV/c mais qui en plus, possède une énergie d'au moins de 3 GeV dans les tours hadroniques (trigger MB). Cette dernière requête a été rajoutée pour augmenter les conditions de trigger et diminuer ainsi le taux de déclenchement. Elle possède un autre avantage : elle rejette les muons provenant de rayons cosmiques qui ne laissent pas d'énergie dans le HF. Les événements ayant déclenché les seuils 5,7 et 12 GeV/c , ne sont pas tous inclus dans ceux de 3 GeV/c car son taux de déclenchement a été réduit (pre-scale) pendant une partie de la prise des données. La figure 3.7 résume la sélection de l'échantillon de muon à partir du trigger global L1.

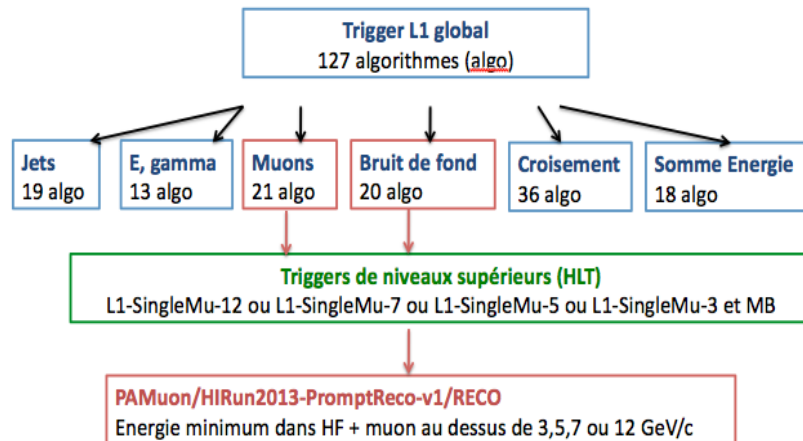


FIGURE 3.7 – Représentation du système de trigger utilisé pour l'analyse $W \rightarrow \mu + \nu$ en pPb.



Pour cette analyse du $W \rightarrow \mu + \nu$, uniquement les événements ayant un muon de 12 GeV/c (HLT_SingleMu_12) sont analysés. Ce seuil permet d'établir une première sélection du signal W . En effet, les muons provenant de bosons W ont en moyenne une grande impulsion transverse ($p_T > 15$ GeV/c Cf. 3.10) alors que beaucoup de muons considérés comme du bruit de fond (par exemple les muons provenant de désintégrations de kaons ou de pions) sont à basse énergie.

Remarque : Le lot de données sur lequel nous travaillons contient une sélection sur l'énergie minimum. Nous ne pouvons donc pas, avec uniquement cet échantillon, être sûr que ce seuil d'énergie demandée n'enlève aucun événement contenant des candidats W . La réponse a été apportée en regardant l'échantillon de données utilisé pour le canal électron, qui lui contient uniquement une sélection sur le p_T des particules. Cette condition MB élimine une dizaine de candidats $W \rightarrow e + \nu_e$ sur 15 000 événements sélectionnés, nous ne considérerons donc pas de perte de signal.

3.2.2 Sélection des collisions hadroniques et sans pile-up

L'analyse $W \rightarrow \mu + \nu$ débute par l'analyse de l'échantillon de données commun aux analyses muon PAMuon/HIRun2013-PromptReco-v1/RECO. Cet échantillon de données, qui a passé une sélection sur l'énergie minimale de la collision, est déjà purifié d'une partie des muons provenant de rayons cosmiques. Cela dit, d'autres sources de contaminations doivent être écartées pour garantir la présence exclusive de collisions hadroniques [109]. Notons en premier lieu les collisions situées en amont du point d'interaction. Elles surviennent généralement entre les particules contenues dans les faisceaux et des molécules présentes dans le vide imparfait du LHC ou avec la cavité elle-même. Ces événements sont caractérisés par une grande multiplicité observée dans le trajectographe, sans aucun signe d'origine commune. Ils sont éliminés de deux manières

- En s'assurant que le vertex primaire reconstruit (par au moins deux traces) soit situé à moins de 25 cm du point d'interaction, longitudinalement le long de l'axe du faisceau. Sa position latérale étant tout aussi importante, le vertex ne doit pas être éloigné de plus de 2 cm de la ligne des faisceaux.
- En vérifiant la qualité des traces produites. Ces collisions qui engendrent beaucoup de multiplicité ont une faible proportion de traces de bonne qualité. Les événements ayant moins de 25% de traces de haute qualité sont rejetés [110].

Les précédentes sélections dénommées ci-après « filtre pA » ont été étudiées pour ne perdre aucun signal tout en réduisant les données en un lot de collisions hadroniques pPb. Je précise que l'établissement de ces critères ne relève pas de mon fait. Tous les analystes du groupe CMS ions lourds suivent cette procédure commune pour la pré-sélection des collisions hadroniques. Cependant, chacun doit l'adapter et surtout la vérifier, en fonction des besoins de l'analyse. L'efficacité de sélection des critères énoncés ci-dessus est calculée en sélectionnant les candidats W avec, puis sans ce filtre (la sélection des candidats W est détaillée en 4.1). Aucun signal n'est perdu entre les deux échantillons de données ainsi construits. L'efficacité de ce filtre pA est donc de 100%.

La luminosité instantanée de ces runs pPb est plus élevée que celle des collisions PbPb et des événements de type pile-up⁴ apparaissent. Les caractéristiques de ces événements sont une grande multiplicité de particules issue de plusieurs vertex primaires d'interaction. Les bosons faibles peuvent éventuellement provenir de l'une de ces multiples collisions. Cependant la mesure de l'isolation des muon (à venir), ainsi que l'énergie transverse manquante à reconstituer, ou une éventuelle étude de la centralité, demandent l'environnement le plus clair possible. Un filtre supplémentaire est donc appliqué pour éliminer les événements contenant plusieurs collisions et son efficacité doit être estimée (filtre PU).

Une seule collision primaire peut également produire plusieurs vertex via des désintégrations secondaires. De même parfois l'algorithme de vertex reconstruit deux vertex au lieu d'un seul. Ainsi une méthode simple consistant à supprimer tous les événements ayant plus d'un vertex (primaires ou secondaires, quels qu'ils soient) afin d'éliminer le pile-up, n'est pas envisageable. En revanche, il est possible de déterminer un vertex principal, celui pointé par le plus de traces reconstruites, et de caractériser les autres afin de savoir s'ils proviennent d'une seconde collision pPb. Les variables déterminantes sont :

- l'éloignement longitudinal au vertex primaire, d_z ;
- l'éloignement transversal au vertex primaire, d_{xy} ;
- le nombre de traces qui constituent ce second vertex.

Les vertex secondaires d'une même collision pPb sont éloignées du vertex principal longitudinalement mais aussi transversalement puisque la particule intermédiaire a éventuellement voyagé dans le plan transverse avant de se désintégrer. Dans un événement pile-up, les multiples collisions apparaissent en revanche toutes sur l'axe du faisceau, aléatoirement dispersées. La figure 3.8 représente d_z en fonction de d_{xy} pour différentes quantités de pile-up dans les événements. Les désintégrations secondaires sont caractérisées par la corrélation entre d_{xy} et d_z présente sur chacune des trois distributions. Les événements de haut pile-up (en haut à droite) sont caractérisés par une densité anormale de particules le long de d_z et à faible d_{xy} . Les événements les plus énergétiques des collisions pPb (en bas) présentent également cette particularité. Une coupure stricte à $d_{xy}=500 \mu\text{m}$ enlèverait le pile-up mais également des événements ayant une seule collision pPb (corrélation à faible d_{xy} et d_z). Ainsi, nous considérons que les événements pile-up ont un vertex secondaire plus petit que $500 \mu\text{m}$ mais cette condition n'est pas suffisante à elle seule pour rejeter l'événement. Si cette condition est respectée, une autre coupure sur le nombre de traces discrimine le pile-up des désintégrations secondaires ayant $d_{xy} < 500 \mu\text{m}$. Un vertex secondaire d'une collision pPb a moins de traces que plusieurs collisions pPb. La figure 3.9 représente le nombre de traces des vertex secondaires en fonction de d_z pour des événements de faible pile-up, puis pour ceux contenant un grand taux du pile-up à droite. Les collisions multiples produisent un grand nombre de traces n'ayant aucune corrélation avec d_z . Une coupure sur d_z est donc établie en fonction du nombre de traces du vertex secondaire. Les événements ayant des vertex secondaires situés à une distance plus grande que celle du seuil choisi sont considérés comme étant du pile-up mais, uniquement si le second vertex a $d_{xy} < 500 \mu\text{m}$.

4. Le mot anglais pile-up est communément utilisé pour décrire un croisement de faisceaux dans lequel plusieurs collisions pPb se réalisent.

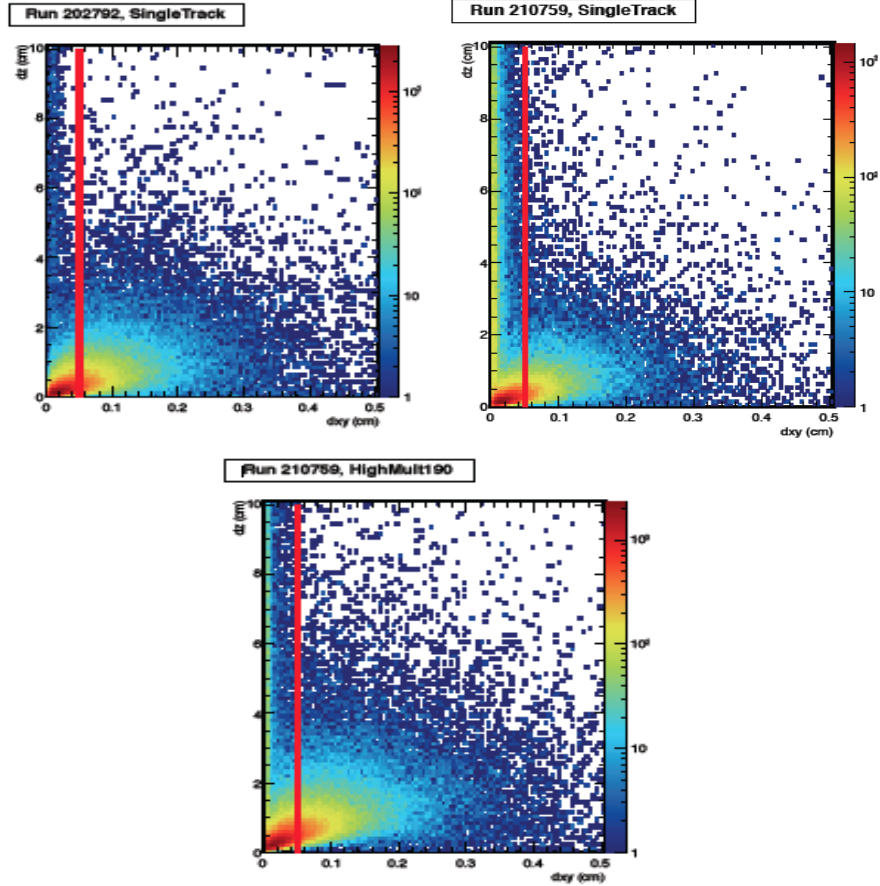


FIGURE 3.8 – d_z en fonction de la distance transverse d_{xy} de chaque vertex secondaire ayant au moins une trace reconstruite de grande impulsion. En haut à gauche il s’agit des runs pPb pilote de 2012 les moins fournis en collisions multiples, à droite la distribution correspond aux runs pilote de 2013 de plus haut pile-up. En bas il s’agit des runs de plus haute luminosité des collisions pPb. La ligne rouge représente la distance maximale d_{xy} atteinte par les événements pile-up. Figures provenant de la note d’analyse interne [109].

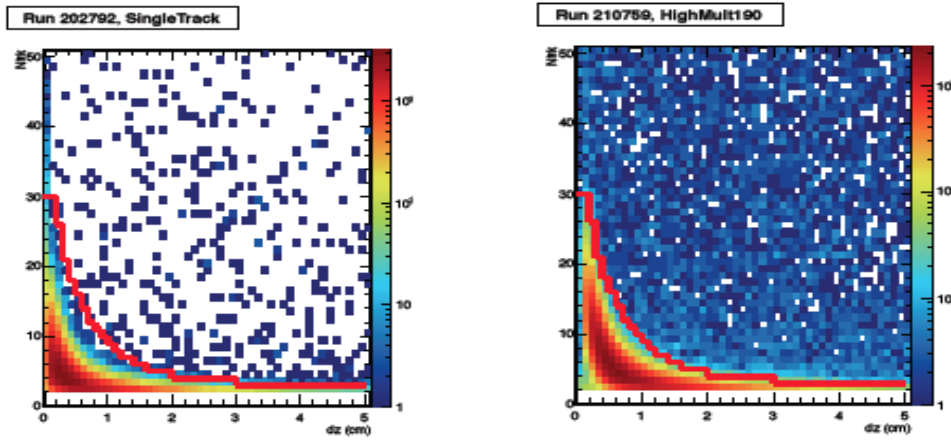


FIGURE 3.9 – Nombre de traces des vertex supplémentaires en fonction de leur distance au vertex principal d_z . À gauche il s’agit des runs pPb de 2013 les moins fournis en collisions multiples, à droite l’opposé. Les lignes rouges représentent les coupes appliquées sur d_z . Figures provenant de la note d’analyse interne [109].

Ce filtre PU a été établi pour l'ensemble de CMS afin de rejeter les événements pile-up sans altérer significativement les différents processus physiques étudiés. Cela dit, une légère perte des candidats W est envisageable. Pour le vérifier, le nombre de W est estimé à partir des deux échantillons de données obtenus, avec ou sans le filtre pile-up. L'extraction des W est faite avec la méthode des coupures exigeantes (Cf. 4.1.1). L'application du filtre rejette $4,0 \pm 0,5\%$ de candidats W et il faudra prendre en compte cette efficacité de $96 \pm 0,5\%$ pour les résultats finaux. Il n'y a pas d'erreur statistique puisqu'il s'agit d'une correction établie sur notre signal. J'ai estimé une incertitude systématique en utilisant un autre échantillon de données, les événements Z . Elle correspond à la différence d'efficacité trouvée sur le taux de W et celui de Z , puisque le pile-up affecte de la même manière les différents bosons faibles.

3.2.3 Collection de muons

Une fois l'échantillon de départ, /PAMuon/HIRun2013-PromptReco-v1/RECO, restreint aux seules collisions hadroniques pPb sans pile-up, il reste à effectuer une dernière sélection sur l'impulsion des muons.

Les muons provenant de la désintégration d'un W forment une distribution croissante jusqu'à $40 \text{ GeV}/c$ avec une valeur moyenne proche de $30,6 \text{ GeV}/c$, comme le montre la distribution à gauche de la figure 3.10 (qui explique le choix de trigger à $12 \text{ GeV}/c$). Sur cette figure, il s'agit d'une simulation de processus $W \rightarrow \mu + \nu$ inclu dans un environnement pPb lui aussi simulé. Les détails relatifs aux productions Monte Carlo sont donnés dans la section suivante (Cf. 3.3). Le pic de la distribution à $40 \text{ GeV}/c$ est caractéristique de muons émis par un W au repos. Au repos le W émet ses deux produits de désintégration dos à dos, le muon et le neutrino emportent chacun la moitié de la masse du W (Cf. 2.1.1). La distribution du spectre d'impulsion diminue brutalement après $40 \text{ GeV}/c$. Au dessus de $40 \text{ GeV}/c$ les produits de désintégration proviennent d'un W boosté longitudinalement comme c'est le cas des W produits avec un jet de recul. Cette configuration est moins probable ce qui explique la chute de la distribution.

Les événements analysés, qui ont tous au moins un muon au dessus de $12 \text{ GeV}/c$, peuvent contenir plusieurs muons dont ceux provenant du processus de désintégra-

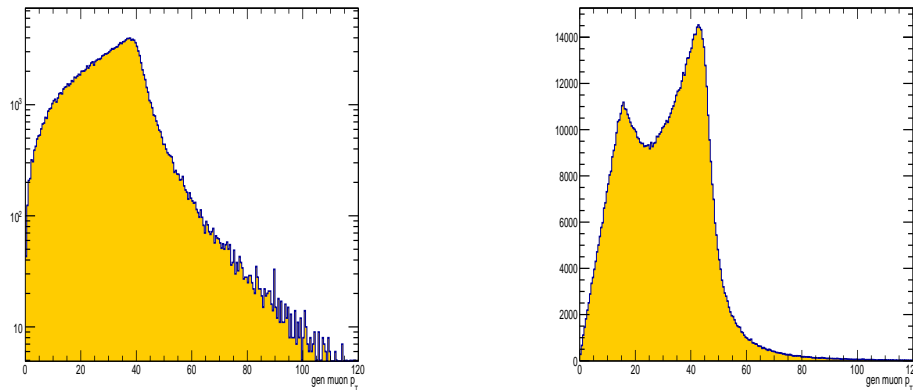


FIGURE 3.10 – Distribution de l'impulsion transverse (GeV/c) des muons générés lors du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ (gauche) et $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (droite), simulés par PYQUEN+PYTHIA à $5,02 \text{ TeV}$ pour des collisions pPb.

tion $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. La distribution des impulsions transverses des muons venant d'un Z est représentée à droite de la figure 3.10. Le processus simulé est $Z + \gamma^*$ sachant que les bosons sont produits avec une masse invariante supérieure à $30 \text{ GeV}/c^2$, provoquant ce seuil de muons visibles autour de $15 \text{ GeV}/c$. Un Z produit au repos émet deux muons ayant chacun une impulsion de $45 \text{ GeV}/c$. Des Z sont donc naturellement contenus dans notre échantillon de données pour le W . Un veto sur le Z est établi pour l'extraction des W (Cf. 4.1.3) mais la possibilité de pouvoir reconstruire les Z à partir du même échantillon de données trouve son utilité. En effet les muons provenant d'un Z seront utilisés pour corriger les biais des simulations Monte Carlo (Cf. 5.2). Compte tenu des distribution d'impulsion des muons provenant des bosons W et Z , une coupure à $15 \text{ GeV}/c$ est appliquée afin d'éliminer tous les processus conduisant à des muons de basses énergie (quarkonia, désintégrations de kaons, pions). Les muons possédant une impulsion transverse en deçà de $15 \text{ GeV}/c$ ne sont donc pas considérés pour l'extraction du signal W .



Une fois les filtre pA, PU et $p_T^\mu > 15 \text{ GeV}/c$ appliqués au lot de données /PAMuon/HIRun2013-PromptReco-v1/RECO, l'échantillon se réduit à 657 273 collisions pPb (contre 10^8 au départ). L'efficacité du filtre PU ($96,0 \pm 0,5 \%$) devra être prise en compte pour l'estimation finale du nombre de W .

Tableau récapitulatif : L'efficacité du filtre PU doit être prise en compte pour la correction des sections efficaces de production du processus $W \rightarrow \mu + \nu$. En revanche, la coupure sur l'impulsion transverse du muon, $p_T > 15 \text{ GeV}/c$, n'est pas prise en compte dans les pertes de signal. L'échantillon de données vaut, à l'issue des filtre pA, PU et $p_T^\mu > 15 \text{ GeV}/c$, $N_{\text{éch}} = 657\,273$. Il contient le signal W (N_1^W) mais aussi du bruit de fond qu'il faudra éliminer (N_{bgd}).

Variabes	Valeurs
$\sigma_{\text{pA}} = N^W / \mathcal{L}_{\text{pA}}$	$\mathcal{L}_{\text{pA}} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$
$N^W = N_1^W / \epsilon_{\text{Filtre}}$	$\epsilon_{\text{Filtre}} = (96,0 \pm 0,5) \%$
$N_1^W = N_{\text{éch}} - N_{\text{bgd}}$	$N_{\text{éch}} = 657\,273$

Synthèse

- 1) Pour l'analyse W les triggers muons ($p_T^\mu > 3, 5, 7$ ou 12) combinés à celui de biais minimum (condition sur le seuil d'énergie dégagée lors de la collision) sont utilisés.
- 2) Chacune des collisions étudiées doit satisfaire les critères de sélection hadronique sans pile-up. Des sélections sur les positions longitudinales et transversales des vertex secondaires sont appliquées. Le filtre PU provoque une légère perte de signal à hauteur de $4 \pm 0,5\%$.
- 3) L'étude du spectre de l'impulsion transverse des muons produits par les processus simulés $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et $W \rightarrow \mu + \nu$ conduit à la sélection de collisions contenant uniquement des muons avec $p_T > 15 \text{ GeV}/c$.

3.3 Simuler la réalité

Une carte du ciel. Voilà une métaphore tout à fait appropriée pour caractériser les simulations de cette analyse. Une carte permet d’avoir une vision plus large que notre seul hublot d’acceptance. Elle reproduit les données mesurées avec un certain niveau de précision et d’accord. Elle guide et optimise nos sélections.

La production de bosons W lors de collisions pPb s’articule autour de trois points cruciaux:

1. La quantité de signal W^+ et W^- en fonction de la pseudo-rapacité du muon.
2. Le caractère asymétrique de la collision et les effets qui en découlent.
3. Les conditions de détection en considérant l’environnement créé lors de la collision pPb.

3.3.1 W^+ , W^- et isospin

La charge des W dépend directement du quark de valence qui les a produits et la proportion de collisions pp ou pn (proton-neutron) a son importance. Le générateur de signal communément utilisé pour les études de collisions pp est PYTHIA [111]. PYTHIA produit des processus faisant intervenir un grand transfert d’énergie telle que la fusion d’un quark de valence et d’un antiquark de la mer libérant un boson W , positif ou négatif selon le quark de valence choisi (Cf. 1.33). PYTHIA engendre des collisions élémentaires pp ou pn sans tenir compte qu’un noyau de plomb a 208 nucléons dont 82 protons, et que donc les probabilités des collisions pp et pn sont fixées. Cette dépendance de l’isospin de l’état initial n’a d’importance que si la sonde mesurée dépend de la saveur des quarks de valence. La question du traitement de l’isospin s’était déjà posée lors de l’étude du W en PbPb [112]. Plusieurs jeux de MC furent créés, l’un avec des collisions pp, un autre pn et un dernier nn, le tout pondéré en proportion des nucléons contenus dans un atome de plomb.

Depuis 2011, l’utilisation d’un nouveau générateur spécifique aux collisions d’ions lourds s’est répandu, en particulier pour les analyses avec reconstruction de jets. PYQUEN [113], est un générateur interfacé avec PYTHIA 6.4, dont l’une des spécificités est de prendre en compte des modèles de perte d’énergie des quarks lourds traversant un environnement PbPb. L’observation expérimentale de collisions d’ions lourds, en particulier à RHIC, a permis d’améliorer les générateurs. Cela dit, puisque notre analyse est en collision pPb, ce n’est pas cet atout qui nous a poussé à choisir ce générateur. Le plus important pour l’étude du W en pPb est la capacité du générateur à incorporer l’effet d’isospin, ce que PYQUEN fait. Les collisions sont toujours élémentaires mais la proportion de collisions faisant intervenir un neutron est établie en fonction du nombre de nucléons du plomb (A) et suivant le nombre de proton (Z) de ce noyau. Techniquement un nombre aléatoire, ζ , est tiré uniformément sur l’intervalle $[0,1]$. Si $\zeta < Z/A$ alors N est considéré comme un proton, sinon comme un neutron.



Pour cette analyse du W en collisions pPb, interfacer PYTHIA avec PYQUEN permet de prendre en compte l’isospin de l’état initial tout en utilisant PYTHIA pour la génération de collisions élémentaires partoniques et l’hadronisation des produits de la collision.

La réponse du détecteur est ensuite simulée par GEANT4 [114]. Autant la génération du signal à mérité réflexion avec un investissement personnel, autant l'utilisation de GEANT4 s'est effectué de manière tacite. Ce logiciel est utilisé pour toutes les analyses et pour un grand nombre de détecteurs. GEANT4 reproduit l'interaction des particules avec le détecteur dans ses moindres détails.

3.3.2 Décalage en rapidité

Certains générateurs MC ne sont pas capables de produire des collisions asymétriques, c'est à dire de prendre en compte une énergie différente pour les projectiles. Ce n'est pas la cas de PYTHIA, mais par soucis d'uniformité envers d'autres productions MC, il est plus simple de réaliser des collisions symétriques en fixant l'énergie dans le centre de masse à $\sqrt{s} = 5,02$ TeV, puis d'appliquer une accélération dans la direction du proton afin de reproduire le décalage en rapidité $\delta y=0,465$. Si le centre de masse de la collision est décalé en rapidité alors il a en fait une certaine vitesse apparente β définie par la relation :

$$\cosh(y) \equiv \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (3.21)$$

provenant directement des équations vues précédemment, 3.3. Pour $\delta y=0,465$ on obtient $\beta=0,434$. Sur la figure 3.11, un décalage moyen $\delta y=0,465$ est bien observé pour des bosons Z provenant de collisions pp ou pn, produites avec un boost $\beta=0,434$ dans la direction du proton incident. Le décalage se situe dans la partie $y<0$ du détecteur, car pour cette simulation le proton est dirigé vers $-y$ (le boson Z est pris à titre d'illustration mais toutes les simulations de cette analyse ont été vérifiées).

60% des données ont été collectés avec le proton dirigé vers $-y$ et 40% dans le sens opposé, $+y$. Cela se traduit par un décalage en rapidité du centre de masse à $-0,465$ et $+0,465$, respectivement obtenu dans les simulations MC en appliquant $-\beta$, ou $+\beta$.

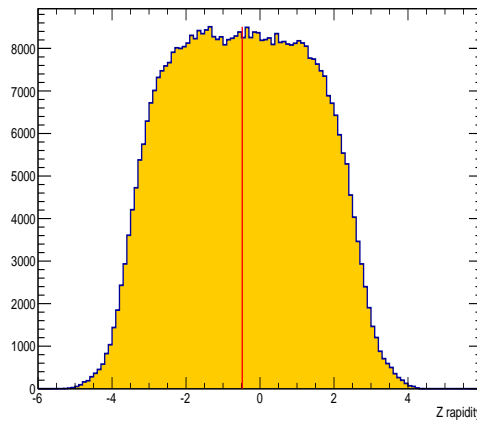


FIGURE 3.11 – Distribution de la rapidité des bosons Z générés lors du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ simulé par PYQUEN+PYTHIA à 5,02 TeV pour des collisions pPb. Un boost $\beta = -0,434$ est appliqué dans la direction du proton. La ligne rouge représente la moyenne de la distribution à $y = -0,465$.

Remarque : la difficulté supplémentaire de ces collisions pPb est donc de devoir produire pour chacune des simulations, dont nous aurons besoin pour l'étude du W , deux configurations MC. Finalement les MC utilisés sont un mélange de ces deux configurations, en suivant les proportions des données (Cf. 5.3).

3.3.3 Un environnement complexe

Les données détectées sont partie intégrante d'un ensemble complexe qui interfère avec la détection du signal. Pour que la simulation puisse être confrontée à la réalité des conditions de détection, il faut reproduire cet environnement dense dans les simulations. En simplifiant un peu, deux contributions à cet environnement nucléaire peuvent être distinguées :

- les processus demandant un grand transfert d'énergie (collisions partoniques durs),
- les processus à petit transfert d'énergie (processus mous) qui proviennent de la fragmentation des particules.

Dans le cas particulier des collisions asymétriques, les processus durs sont dirigés dans la direction du projectile de plus grande énergie. C'est le décalage en rapidité dans la direction du proton, déjà mentionné. Les processus mous proviennent eux, de la fragmentation du noyau de plomb et un flux de traces de faibles énergies se retrouvent dans la région du plomb.

Le signal produit par PYTHIA interfacée avec PYQUEN est enrichi par une simulation de collisions pPb de biais minimum. C'est le générateur HIJING [115] (Heavy Ion Jet Interaction Generator) qui est utilisé. Il est communément utilisé pour reproduire l'environnement des collisions pp, pA ou AA. Il s'inspire des modèles de production de multi-jets, comme son nom l'indique. Les partons des nucléons touchés sont assimilés à des cordes excitées le long de l'axe du faisceau, interagissant de manière simplifiée selon le modèle de collision binaire. La probabilité qu'un même parton subisse plusieurs diffusions n'est pas considérée. Le nombre de collisions binaires est calculé sur la base d'une distribution de Wood-Saxon (N_{coll} , Cf. 3.1.3), chacune des collisions ayant une certaine probabilité de mener à un processus dur. Une fois la simulation des processus à grand transfert d'énergie réalisée, l'énergie de chaque parton acteur est soustraite à l'énergie du nucléon. L'énergie restante est utilisée pour générer des processus de faible transfert d'énergie. Les particules ainsi générés par HIJING sont ensuite soumises à la réponse du détecteur avec GEANT4.

Remarque : réussir à simuler des processus durs et mous n'est pas le seul atout de HIJING. En effet, lorsque l'un des projectile incident est un noyau, la distribution des partons dans un proton est modifiée par son environnement hadronique et n'est donc pas équivalente à celle d'un proton libre (Cf. 1.3.1). Certains modèles théoriques peuvent être utilisés comme paramétrisation pour HIJING (comme les effets de shadowing). Tout comme PYTHIA qui varie la PDF du proton, HIJING ajuste différentes nPDF. Cela dit ces options s'adressent pour l'instant uniquement aux collisions noyau-noyau.

3.3.4 Cohérence

Les étapes décrites ci-dessus s'agencent de la manière suivante :

1. La simulation faite avec HIJING, dit d'événements de biais minimum, est créée en premier. Deux configurations sont produites, l'une correspondant à la direction du proton vers $-y$ et $\beta=-0,434$, puis une autre vers $+y$ et $\beta=+0,434$.
2. La génération du signal, qui s'effectue avec PYTHIA interfacé à PYQUEN, est rajoutée au sein des collisions pPb de biais minimum. Pour chaque événement, PYTHIA lit les informations de production des collisions de HIJING, telle que la position du vertex primaire, et génère le signal choisi (par exemple $W \rightarrow \mu + \nu$) à l'intérieur. Ce signal provient d'une collisions pp ou pn et, doit avoir le même décalage en rapidité que la collision qui l'accueille.
3. Une fois le signal injecté, chaque événement contient toute une collection de particules générées, composées du signal et de l'environnement pPb, pour laquelle la simulation du détecteur a été réalisée par GEANT4. Le tout forme un ensemble cohérent, ayant le même décalage en rapidité que celui des données.

Ce signal enrichi suit ensuite le même parcours de détection que les données : le système d'enregistrement et de reconstruction décrit en 3.2.1. La simulation doit subir le même traitement que les données expérimentales, sans quoi les comparaisons Data/MC n'ont aucune pertinence. Une fois cette dernière étape effectuée, la simulation MC comporte tout un lot de particules générées et reconstruites, composées du signal choisi et de l'environnement pPb. Les filtres de sélection de collisions hadroniques sans pile-up appliqués aux données (Cf. 3.2.2), ne sont pas utilisés sur les MC. En effet ces filtres ont été testés sur les simulations et enlèvent moins de 0,1% des W (la légère perte de signal provient du filtre pA avec ses coupures sur d_z car le vertex est produit avec une large distribution Cf. 3.4.1). Cette conclusion est attendue puisque toutes les collisions simulées sont hadroniques avec un vertex primaire de bonne qualité et par défaut aucun pile-up ne peut être créé. La coupure à 15 GeV/c sur l'impulsion des muons est également appliquée afin d'avoir les mêmes conditions cinématiques que l'échantillon de données.

Remarque : il existe un sous-groupe de CMS ions lourds chargé des productions MC. Elles sont dites centralisées et officielles. Pour notre étude, utiliser un signal simultanément généré par PYQUEN et mélangé dans un environnement pPb donne lieu à des complications techniques qui empêchent de centraliser la production. J'ai donc produit tous les MC de cette analyse. Le détail des signaux produits (Z , W , W_τ), en particulier pour l'étude du bruit de fond, est mentionné dans le chapitre suivant.

Synthèse

- 1) Le signal produit prend en compte l'isospin. Pour cela PYTHIA est interfacée avec PYQUEN.
- 2) Les simulations sont produites de manière symétrique en fixant l'énergie dans le centre de masse à $\sqrt{s}=5,02$ TeV et les produits de collisions sont modifiés par un boost $\beta=0,434$ pour reproduire le décalage du centre de masse ($-\beta$ quand le proton est dirigé vers $-y$, $+\beta$ vers $+y$).

- 1) Le signal est enrichi par un environnement de collisions pPb produit avec HIJING de manière à approcher les conditions de détections expérimentales.
- 2) La production du signal par PYTHIA+PYQUEN est produite à l'intérieur du vertex d'interaction des événements MB créés par HIJING. Une fois le tout reconstruit, les filtres établis précédemment sont testés sur le MC. La perte de signal est négligeable.

3.4 Optimiser la simulation

La trajectoire doit toujours prendre en compte les défis de la réalité. Dans une simulation, tout est simplifié car il est bien difficile, dans quel que domaine que ce soit, de comprendre et d'égaler les processus naturels, tant ils sont complexes. Certaines variables déterminantes pour l'analyse nécessitent d'être ajustées selon les observations faites dans les données.

3.4.1 Ajustements

L'environnement créé lors de collisions pPb est composé de processus durs (jets) et de processus mous, représentant un bruit de fond sous-jacent. Cet environnement dans sa globalité est une variable déterminante. La position du vertex primaire par rapport au point d'interaction, en est une autre. Ces deux paramètres ont un impact sur la détection des candidats W et des biais peuvent apparaître si les simulations sont trop éloignées des conditions réelles.

Dans les données, la position du vertex primaire est variable, non prédéterminée. De prime abord, le MC ne peut avoir une distribution à l'identique (sauf si la distribution des données est connue et implémentée pour optimiser les simulations). La position du vertex primaire est dispersée selon une gaussienne centrée en 0 cm (distance au point d'interaction) avec une largeur à mi-hauteur $\sigma=10$ cm. Sur la gauche de la figure 3.12, la distribution du vertex primaire est en rouge pour les données et en noir pour le MC. Il s'agit ici d'une simulation de processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, mais cet exercice a été répété pour chaque simulation MC de cette analyse W . La sélection des bosons Z est détaillée dans le chapitre suivant (Cf. 4.1.3). Les événements simulés avec HIJING ont une distribution beaucoup plus large que celle effectivement produite dans les données. Or, la détection des muons dépend de la position longitudinale du vertex primaire puisque les parties illuminées du détecteur varient. Une distribution plus étroite entraîne une détection plus efficace (Cf. 5.1). Par conséquent, avec une telle distribution du vertex primaire dans les simulations, l'efficacité de détection est sous-estimée. Pour éviter ce biais, chaque événement MC est pondéré de manière à obtenir la distribution en position du vertex primaire expérimental, il s'agit de la courbe bleue de la figure 3.12. Tous les événements des simulations ont donc un poids qui leur est assigné, indissociable de l'événement et qui est pris en compte tout au long de l'analyse.

La distribution en centralité (Cf. 3.1.3) des processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ simulés est comparée à celle des données, à droite de la figure 3.12. La simulation MB de HIJING

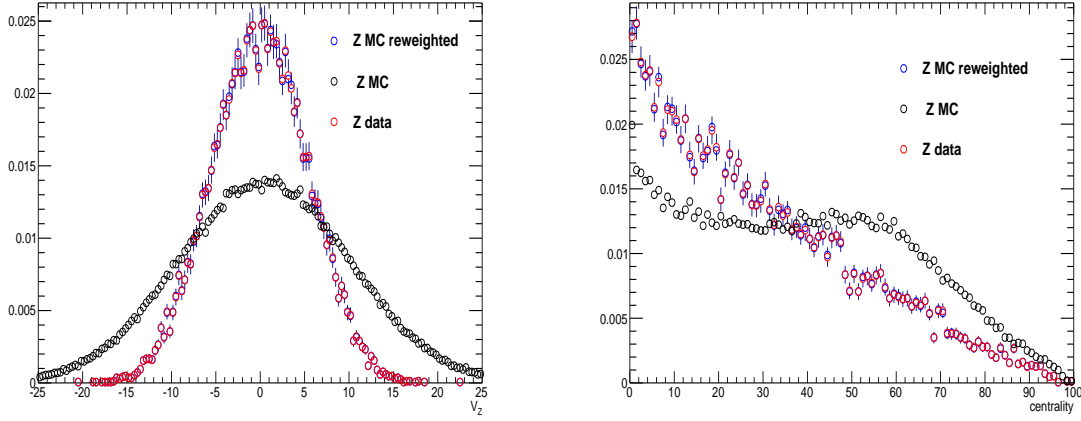


FIGURE 3.12 – A gauche, distribution de la position du vertex primaire d'événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, selon l'axe du faisceau. A droite, distribution de la centralité. En rouge dans les données pPb, en noir pour la simulation faite par PYQUEN+PYTHIA à 5.02 TeV et en bleu, la distribution du MC obtenue une fois les événements pondérés par les données.

est produite avec une distribution plate en centralité, sans aucune dépendance puisqu'il s'agit d'événement de biais minimum. Mais, la production d'une sonde dure telle que le Z ou le W modifie la distribution en centralité. Plus de bosons Z et W sont produits en collisions centrales (collisions plus denses). Ce phénomène est particulièrement présent dans les données pPb (en rouge) qui indiquent une large concentration d'événements centraux. Bien que la simulation montrent également des dépendances en centralité, celles-ci ne sont pas identiques à celles des données et sa distribution nécessite d'être ajustée. Un poids est déterminé pour chaque événement, de manière à ce que la distribution des simulations, une fois multipliée par ce poids, coïncide avec celle des données.

Chaque événement MC se voit donc attribué un poids différent de 1, équivalent à :

$$\text{poids}_{\text{total}} = \text{poids}_{\text{vertex}} \times \text{poids}_{\text{centralité}} \quad (3.22)$$

La distribution bleue de la figure 3.12, est celle obtenue pour une pondération du MC, équivalente à l'équation 3.22, reproduisant désormais parfaitement les données. Néanmoins, concernant la centralité il est à noter qu'uniquement la multiplicité globale est ajustée. Pour des coupures de sélection locale, telle que l'isolation des leptons (Cf. 4.1.3), le bruit de fond sous-jacent qui fluctue localement dans les données ne peut être reproduit dans les simulations.

3.4.2 Distributions cinématiques

La cinématique des W simulés doit être équivalente à celle des données. Les variables les plus importantes sont l'impulsion transverse, la pseudo-rapacité η et l'angle ϕ (parcourant le plan transverse) sachant que cette dernière n'est pas influente (le nombre de W générés est indépendant de ϕ).

Pour l'étude du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ nous avons accès aux variables du muon (p_T^μ , η^μ) mais seulement à une partie de celle du neutrino puisque nous reconstruisons uniquement l'énergie transverse manquante (\cancel{E}_T). La pseudo-rapacité du neutrino

n'est pas accessible puisqu'il faut l'impulsion longitudinale (équation 3.7). Les variables des muons sont comparées dans les données et les simulations. Les sélections sur la qualité du muon et le rejet du bruit de fond sont établis dans la section 4.1 et correspondent aux critères dit « exigeants ».

La figure 3.13 représente la distribution de μ^+ (gauche) et μ^- (droite) pour les données et les simulations qui ont le proton circulant vers $-y$ (60% des données). Un excédent de μ^+ et μ^- est créé vers $-\eta$ et $+\eta$ respectivement. Au premier ordre, cette cinématique découle des W qui emportent l'impulsion du quark de valence qui les produits. La direction du proton, constitué pour 2/3 de quarks u de valence, favorise la création de W^+ et donc de μ^+ . Dans la direction $+y$, le quark de valence provient du plomb avec cette fois 2/3 de quarks d dans les neutrons qui sont en supériorité numérique par rapport aux protons. On s'attend donc à observer plus de

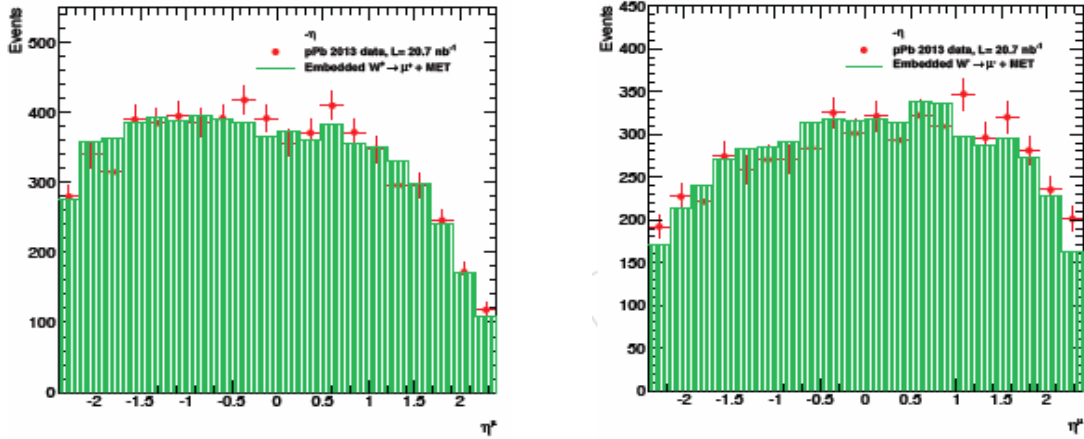


FIGURE 3.13 – Distribution de la pseudo-rapidité des muons provenant des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ à gauche et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ à droite, tous deux simulés par PYQUEN+PYTHIA à 5.02 TeV (en vert) et pour les données collectées lors des collisions pPb (points rouges). Un boost $\beta = -0,434$ est appliqué dans la direction du proton et le MC est normalisé aux données.

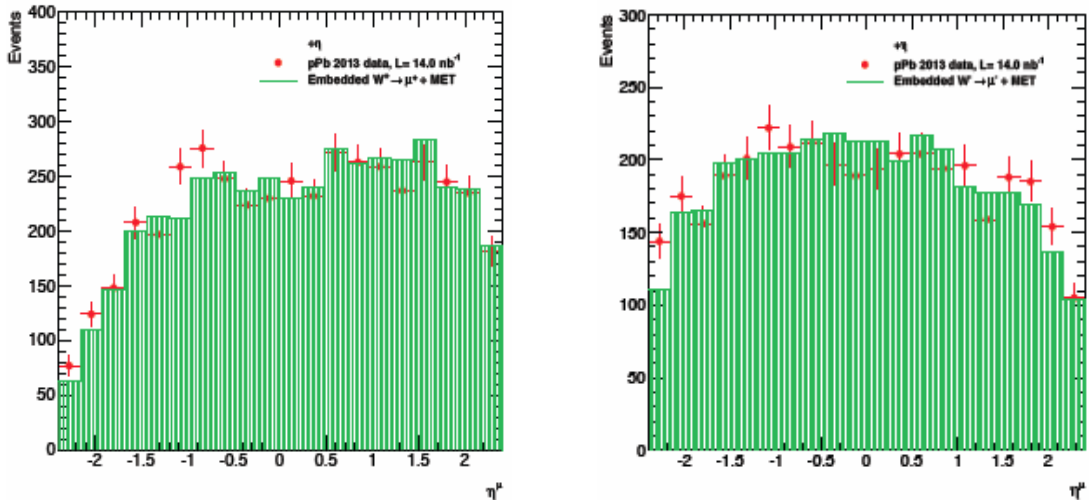


FIGURE 3.14 – Distribution de la pseudo-rapidité des muons provenant des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ à gauche et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ à droite, tous deux simulés par PYQUEN+PYTHIA à 5.02 TeV (en vert) et pour les données collectées lors des collisions pPb (points rouges). Un boost $\beta = +0,434$ est appliqué dans la direction du proton et le MC est normalisé aux données.

$W^- (\mu^-)$ dans cette région. Lorsque le proton est dirigé vers $+y$ (40% des données), c'est l'inverse qui se produit comme on peut le constater sur la figure 3.14. Pour l'instant ces remarques sont uniquement qualitatives et deviendront plus élaborées et précises lors de l'analyse des résultats.



La distribution de la pseudo-rapidité des muons, quelque soit sa charge et le lot de données, est en bon accord entre données et simulations. L'effet d'isospin semble bien reproduit dans les simulations.

La distribution de l'impulsion transverse des muons ($p_T > 25$ GeV/c, coupure choisie en 4.1) provenant du processus $W \rightarrow \mu^+ + \nu$ est représenté sur la figure 3.15. Ici les deux configurations de données (proton vers $+y$ et $-y$) sont regroupées. Malgré les coupures « exigeantes » appliquées à la sélection des muons, aucune soustraction de bruit de fond n'est effectuée à ce stade. Pourtant, l'accord entre les données et les simulations est déjà particulièrement remarquable.

Aucune vérification directe ne peut être effectuée sur la pseudo rapidité du W , ni sur son impulsion, puisque nous n'avons pas accès expérimentalement à l'impulsion longitudinale du neutrino. Puisque la cinématique des muons est en bon accord entre données et MC, il est sans doute raisonnable de supposer que le W généré reproduit bien celui des données. Cela dit, une dernière vérification de la cinématique du boson Z s'avère complémentaire et nécessaire. Les bosons Z ont une cinématique accessible par la reconstruction de leur deux muons qui plus est, très proche de celle du W . Les corrections en efficacité (Cf. 5.2) seront dérivées sur les muons provenant de la désintégration du Z . Dans l'analyse Z officielle [116], l'étude de la distribution en rapidité et en impulsion transverse a été réalisée.

Sur la figure 3.16 la distribution de la rapidité et de l'impulsion transverse des bosons Z dans le centre de masse, montre un accord global entre MC et données bien que beaucoup de fluctuations statistiques soient présentes. En effet, la statistique des données, soit environ 2000 Z , est sensible aux fluctuations avec des erreurs d'environ

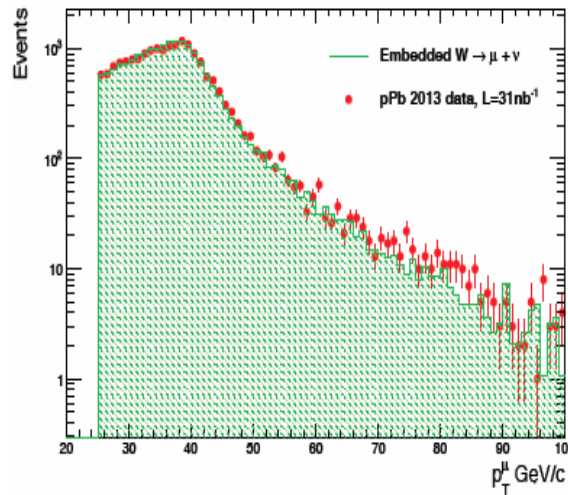


FIGURE 3.15 – Distribution de l'impulsion transverse des muons provenant du processus $W \rightarrow \mu^+ + \nu$ simulé par PYQUEN+PYTHIA à 5.02 TeV (en vert) et pour les données collectées lors des collisions pPb (points rouges). Le MC est normalisé aux données.

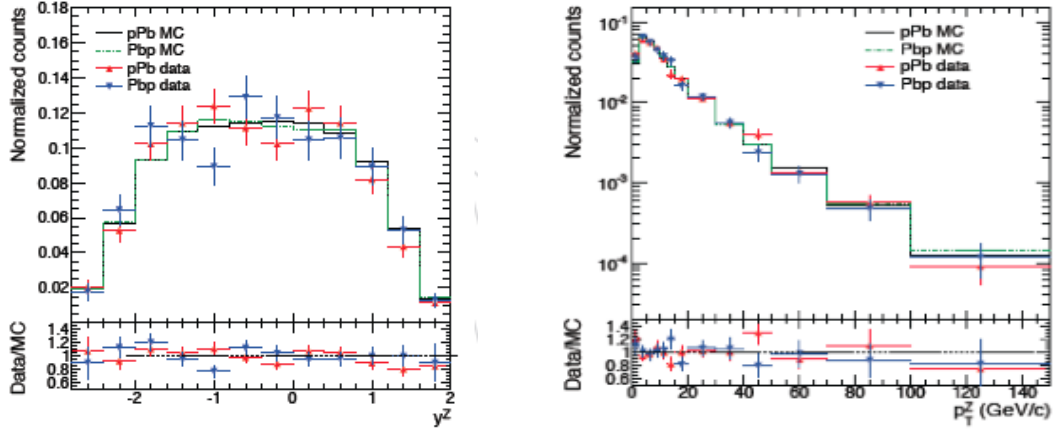


FIGURE 3.16 – A gauche, distribution de la rapidité des bosons Z simulés par PYQUEN+PYTHIA à 5,02 TeV et pour les données collectées lors des collisions pPb, dans le centre de masse. A droite, distribution de l'impulsion transverse. Les deux configurations de runs sont dissociées. Dans la légende le terme pPb signifie que le proton circule vers $-y$ et Pbp vers $+y$.

10% dans les différents intervalles regardés. La rapidité du Z n'est pas directement comparable à celle d'un W , mais à travers le Z on s'assure que les processus de référence soient déjà bien maîtrisés.

Remarque : la distribution de la rapidité des bosons Z , à gauche de la figure 3.16, est donnée dans le centre de masse de la collision. La configuration pPb ($-y$) est décalée de $+0,465$ et la configuration Pbp ($+y$) de $-0,465$. Les deux configurations sont donc équivalentes pour une valeur de η donné. Cependant, sur cette figure les distributions correspondent à un proton dirigé vers η positif (officiel) ce qui décale la fenêtre d'acceptance de CMS de $-2,4 < \eta < 2,4$ dans le laboratoire à $-2,865 < \eta < 1.935$ dans le centre de masse.

Synthèse

- 1) Chaque événement MC est pondéré pour reproduire la distribution du vertex primaire et la centralité des données. L'ajustement en centralité reproduit la multiplicité globale des données mais les fluctuations locales restent non déterminées.
- 2) La cinématique des W générés par PYQUEN+PYTHIA est étudiée via celle de son muon de désintégration pour lequel un très bon accord est observé. L'impulsion transverse du Z ne nécessite pas d'ajustement, simulations et données sont en bon accord.

- 4.1 Sélectionner les W via leur muon de désintégration
- 4.2 Tirer avantage de l'énergie transverse manquante
- 4.3 Extraire le nombre de W en modélisant E_T

Décoller avec 21 119 passagers

Le voyageur est encore ce qui importe le plus dans un voyage.

André Suarès.

C'est parti ! La motivation n'a pas été ébranlée, les moyens techniques ont été mis en œuvre, les consignes de sécurité ont été dispensées (Cf. les chapitres 1, 2 et 3). C'est enfin le décollage. Je propose que nous nous envolions pour une destination encore inconnue, un saut au sein de la matière nucléaire.

4.1 Sélectionner les W via leur muon de désintégration

La première classe est souvent représentative de la destination du vol, plus ou moins luxueuse en fonction de la clientèle visée. Spacieuse et bondée de technologies de pointe, celle de CMS permet une excellente reconstruction des muons (Cf. 2.2). La sélection des candidats W s'articule autour de la détection du muon, élément déterminant du processus $W \rightarrow \mu + \nu$.

4.1.1 Qualité des muons reconstruits

A partir de l'échantillon de données sélectionné à la fin de la section 3.2.3, qui contient 657 273 candidats muon avec $p_T > 15$ GeV/ c et $|\eta| < 2,4$, les segments reconstruits dans les chambres à muons (*StandAlone muon*) et les traces (*Tracker muon* qui se poursuit par au moins un impact dans le système à muon) sont associés pour former des trajectoires globales (*global muon*). La trace globale, mais aussi chacune des deux parties indépendantes, doit satisfaire des critères de qualité pour que le candidat muon soit gardé.

La démarche de cette analyse n'a pas été de redéfinir les coupures liées à la reconstruction du muon. Un sous-groupe de CMS est dédié à la reconstruction des muons et chaque analyse suit les recommandations appropriées. Ainsi, nous avons choisi les mêmes critères de qualité que ceux précédemment utilisés pour l'analyse $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions PbPb. Ils constituent la table 4.1. Dans la suite de l'analyse,

Coupures		Descriptions
Tracker muon	$N_{Impact} > 10$	La trace doit être construite avec plus de dix impacts ;
	$N_{pixel} > 0$	Au moins un impact dans les détecteurs à pixels ;
	$\chi^2 < 4$	Le $(\chi^2)^a$ de l'ajustement doit être inférieur à 4 ;
	$d_{xy} < 0,3 \text{ mm}$	La distance au vertex primaire permet d'éliminer des muons cosmiques et les seconds vertex ;
StandAlone muon	$N_{chambers} > 0$	Au moins un impact valide dans une chambre à muons ;
	$N_{segment} > 1$	Au moins deux segments reconstruits afin que l'événement puisse déclencher le trigger ;
Global muon	isGlobal	La trace du muon doit être associée à un StandAlone muon ;
	$\chi^2 < 10$	L'interpolation doit avoir un χ^2 inférieure à 10 ;
	trigger matching	Le muon sélectionné doit avoir déclenché le système de trigger à muons ;

a. Pour n variables X_n indépendantes qui suivent une distribution gaussienne, si μ_i et σ_i sont leurs moyenne et écart-type respectifs, alors $X^2 = 1/n \sum ((X_i - \mu_i)/\sigma_i)^2$ suit une lois du χ^2 à n degrés de liberté.

TABLE 4.1 – Liste des critères de qualité appliqués à la reconstruction des muons pour cette analyse.

les critères d'identification du muon (comme l'isolation) sont établis spécifiquement pour cette analyse.

Une fois ces critères de sélection appliqués, l'échantillon de données qui contenait 657 273 candidats, est réduit à 274 426 soit 41,8 % de l'échantillon initial. La table 4.2 résume les effets de chacune des coupures, appliquées les unes après les autres, pour les données et les simulations. Les simulations sont traitées comme les données c'est à dire avec $|\eta| < 2,4$ et $p_T > 15 \text{ GeV}/c$ mais également sans la sélection sur l'impulsion transverse de manière à visualiser les effets de ces coupures de reconstruction sur le bruit de fond (la simulation est incluse dans un environnement simulé par HIJING). Cette table permet de mieux caractériser les effets de ces coupures, sur le signal et le bruit de fond, essentiellement à travers les remarques suivantes :

- Nous vérifions, à la fois dans les données et dans les simulations, que le muon est toujours considéré comme global (*isGlobal*) lorsque l'objet reconstruit contient une trace et un segment de bonne qualité.
- La sélection sur d_{xy} n'enlève aucun signal et rejette des muons ne provenant pas du vertex d'interaction.
- La plupart des coupures utilisées éliminent du signal, il faudra donc calculer la perte d'efficacité correspondante (Cf. 5.1).
- Le critère sur le nombre d'impacts valides dans les chambres à muons ($N_{chambers} > 0$), est établi pour différencier les muons des hadrons. Les hadrons laissent des impacts dans la première couche des chambres à muons, située juste après le solénoïde. Mais, ces mêmes hadrons ne traversent pas les couches de retour magnétique en fer qui jouent le rôle d'absorbeurs. Il ne suffit pas de laisser un impact pour être considéré comme un muon. Pour que l'impact soit valide, il faut que les chambres à muons plus lointaines soient atteintes. Avec au moins un impact valide, les hadrons imitant un muon sont rejetés car ils n'atteignent pas la profondeur exigée. Cela dit, ce critère élimine également du signal puisque les muons sélectionnés ont un seuil en énergie plutôt bas

Coupures		N_μ (%) données $p_T > 15$ GeV/c	N_μ (%) MC $p_T > 15$ GeV/c	N_μ (%) MC $p_T > 0$ GeV/c
Echantillon de départ		100	100	100
tracker muon	$N_{Impact} > 10$	64,4	97,7	94,8
	$N_{pixel} > 0$	63,2	97,0	92,4
	$\chi^2 < 4$	63,2	97,0	92,4
	$d_{xy} < 0,3$ mm	60,0	97,0	90,2
StandAlone muon	$N_{chambers} > 0$	55,2	96,17	80,7
	$N_{segment} > 1$	45,4	94,52	79,0
Global muon	isGlobal	45,4	94,52	79,0
	$\chi^2 < 10$	44,9	94,17	78,7
	trigger	41,8	85,15	66,8

TABLE 4.2 – Efficacités des coupures de reconstruction des muons en collision pPb. Les muons ont tous $p_T > 15$ GeV/c et $|\eta| < 2,4$ dans les données. Les coupures sont appliquées une par une (le nombre de muons est réduit coupure après coupure). Les pourcentages sont obtenus en divisant le nombre de muons sélectionnés par le nombre initial de muons (657 273). Chaque événement simulé contient un processus $W \rightarrow \mu + \nu$ inclus dans une simulation HIJING (Cf. 3.3.3) et les efficacités sont données pour un échantillon de départ ayant $p_T > 15$ GeV/c et $|\eta| < 2,4$ ainsi que sans aucune coupure sur l'impulsion transverse.

($p_T > 15$ GeV/c).

- Nous constatons que dans les simulations, la coupure du trigger rejette plus de signal que les coupures sur la qualité de la reconstruction. Cet effet n'est pas visible dans les données car les muons qui déclenchent le trigger peuvent provenir de jets, présents dans notre échantillon (en fait seulement 7% de ces 274 426 événements sont des W).

Remarque : Lors du calcul des efficacités associées à ces sélections (Cf. 5.1), il faudra vérifier et comprendre ce rejet de signal dans les simulations, provenant de la sélection du trigger. Notons que pour notre analyse, les muons définitivement sélectionnés ont $p_T > 25$ GeV/c. Ces muons auront une efficacité de sélection plus haute puisque le seuil à 12 GeV/c sera plus éloigné.

Pour vérifier la pertinence des coupures choisies, leurs distributions sont comparées aux simulations (normalisées aux données). Les figures 4.1 et 4.2 représentent les distributions du nombre d'impacts dans le trajectographe, dans les chambres à muons, le χ^2 de l'interpolation de la trace globale et enfin, la distance transversale au vertex primaire. Afin que la comparaison données/simulation soit la plus juste possible, les données satisfont les sélections dites « exigeantes », élaborées dans la suite de ce manuscrit, qui rejettent la plupart du bruit de fond.



Les sélections dites « exigeantes » correspondent aux coupures de la table 4.1 auxquelles sont ajoutées les coupures d'acceptance suivantes : $p_T^\mu > 25$ GeV/c, $E_T > 20$ GeV et $m_T > 40$ GeV/c² (Cf. 4.2.2), ainsi que les coupures d'isolation sur le muon et de Z veto (Cf. 4.1.3).

Les quatre distributions sont en bon accord entre données et simulations :

- Le nombre d'impacts est une variable indispensable pour garantir la qualité de la trace du trajectographe. Une fois toutes les autres coupures appliquées, la distribution des données est déjà très proche de celles des simulations.

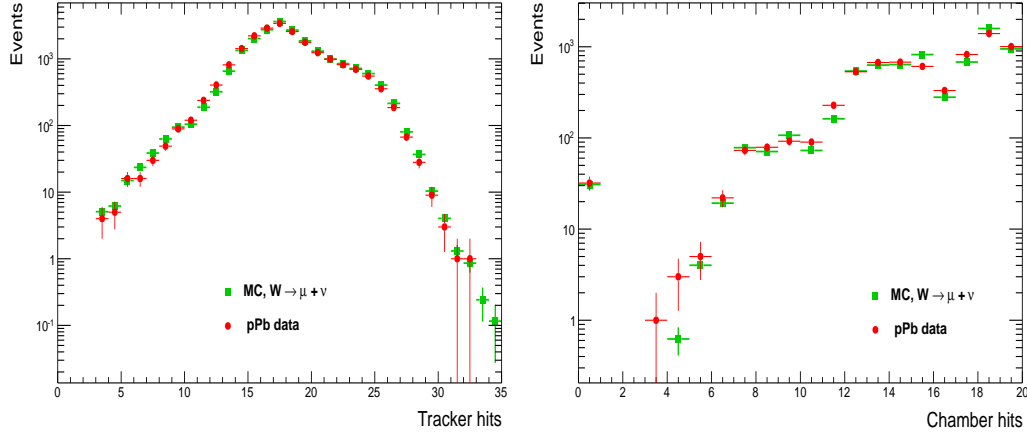


FIGURE 4.1 – Distribution du nombre d’impacts mesurés dans le trajectographe (gauche) et dans les chambres à muons (droite), pour des événements W satisfaisant les sélections « exigeantes », dans les données et les simulations.

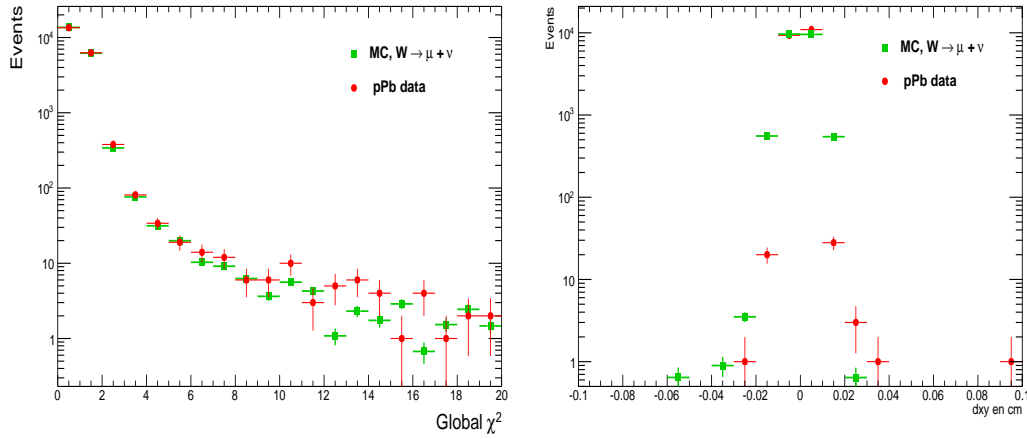


FIGURE 4.2 – Distribution du χ^2 de l’interpolation de la trace globale (gauche) et de la distance transverse au vertex primaire (droite), pour des événements W satisfaisant les sélections « exigeantes », dans les données et les simulations.

- Pour les impacts dans les chambres, un point intéressant est de constater qu’une trentaine de muons, passant donc toutes les coupures de la table 4.1, ne possèdent aucune mesure valide et ceci, à la fois dans les données et les simulations. Cela peut sembler surprenant puisque les autres conditions sur le segment reconstruit sont satisfaites. Ces événements pour lesquelles $N_{chambers} = 0$ sont donc probablement des hadrons (données) ou bien des muons qui n’atteignent pas les chambres situées après les absorbeurs.
- La distribution du χ^2 de la trajectoire globale du muon est similaire et concentrée à $\chi^2 < 2$, pour 98% des candidats W sélectionnés. L’association d’une trace et d’un segment pour former la trace globale du muon est donc réussie. La queue de distribution, qui fluctue beaucoup dans les données à cause de la faible statistique est rejetée, quand elle ne satisfait pas la coupure $\chi^2 < 10$.
- La distribution du paramètre d_{xy} est légèrement différente entre les données et simulations pour $|d_{xy}| < 0,03$ cm. Cela peut provenir de la différence vue dans les distributions de vertex (Cf. 3.4.1). Cependant, la totalité des données se situe en dessous de la coupure choisie $|d_{xy}| < 0,03$, et cette légère différence n’a donc aucune conséquence pour la suite de l’analyse. Avec cette distribution nous vérifions surtout qu’aucun muon cosmique ne contamine les données.

Tableau récapitulatif : La sélection des candidats W débute par les critères de qualité sur la reconstruction du muon. L'échantillon de données ne contient plus que 274 426 événements qui contiennent le signal W et du bruit de fond N_{bgd} . Ses critères seront corrigés par l'efficacité correspondante, en section 5.1. L'efficacité pour la qualité des *tracker muon* est dénotée ϵ_{reco} et correspond aux quatre coupures associées. L'efficacité des coupures sur les segments et la trajectoire globale est notée ϵ_{id} et enfin celle sur le trigger, $\epsilon_{trigger}$.

Variables	Valeurs
$\sigma_{pA} = N^W / \mathcal{L}_{pA}$	$\mathcal{L}_{pA} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$
$N^W = N_1^W / \epsilon_{Filtre}$	$\epsilon_{Filtre} = (96,0 \pm 0,5)\%$
$N_1^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 657\,273$
$N_1^W = N_2^W / (\epsilon_{trigger} \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{id})$	$\epsilon_{trig}, \epsilon_{reco} \text{ et } \epsilon_{id} \text{ déterminée en 5.1}$
$N_2^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 274\,426$

4.1.2 Résolution et alignement

Dans cette analyse, les sections efficaces sont calculées par intervalle de pseudo-rapacité du muon et intégrées au dessus de $p_T^\mu > 25 \text{ GeV}/c$. La résolution sur la pseudo-rapacité est estimée dans les simulations à l'aide de la distribution $\eta_{reco} - \eta_{gen}$, correspondant respectivement à la pseudo-rapacité du muon reconstruite et générée, représentée à gauche de la figure 4.3. L'écart type de cette distribution vaut 0,0003, sachant que les intervalles de cette analyse font 0,5 (Cf. 1.3.4), la quantité de muon reconstruits dans le mauvais intervalle est donc négligeable (de l'ordre de $0,0003/0,5 = 6 \times 10^{-4}$).

Il est intéressant de comparer la résolution obtenue sur l'impulsion transverse des muons dit *global* en figure 4.3, une fois tous les critères de qualité sur la reconstruction du muon appliqués, aux valeurs obtenues sur la figure 2.9 (rouge pour les muons dits *global*), où aucune coupure de qualité n'est requise. Les muons passant les coupures de sélections ont tous une résolution entre 1,6 et 2,1 %. Sans ces coupures, la résolution se situe entre 1,6 et 3% jusque 100 GeV/c. Nous avons donc une résolution sur les *global* muons qui est déjà particulièrement bonne et, l'ajout de sélections ne change pas significativement la précision de la mesure.

Les asymétries construites à partir des sections efficaces de production, sont calculées en fonction de la charge du W et/ou de sa pseudo-rapacité. Pour les obtenir, une coupure sur l'impulsion transverse des muons est appliquée. Or, l'alignement imparfait du trajectographe pourrait provoquer des biais de mesure du p_T . Ces considérations sont évoquées pour l'étude de l'asymétrie de charge du W en collisions pp à 8 TeV et un algorithme de correction a été établi [117]. Entre les derniers faisceaux pp et les faisceaux pPb aucun changement des conditions de prises de données n'a été effectué et donc aucun changement de calibration et d'alignement n'est nécessaire. Il est donc envisageable d'utiliser cette correction pour nos données. La procédure pour corriger l'impulsion transverse des muons des biais d'alignement utilise les spectres d'impulsions transverses inverses en $1/p_T$ de muons provenant de bosons Z , ainsi que leur masse invariante. Les moyennes $\langle 1/p_T \rangle$ et $\langle M_{inv} \rangle$ sont calculées à partir d'un échantillon de données pp où des événements Z sont

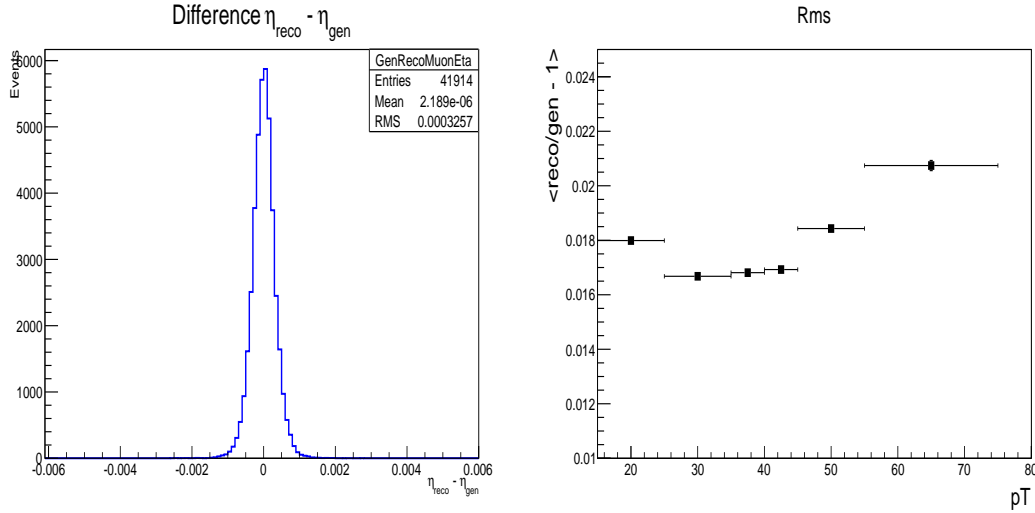


FIGURE 4.3 – Différence entre le η reconstruit et généré des muons (gauche) et résolution moyenne sur la mesure de leur impulsion transverse (droite) pour des muons issus du processus $W \rightarrow +\mu + \nu$ en collisions pPb à 5,02 TeV.

sélectionnés. Avec une statistique quasi-infinie et aucun biais de mesure, la distribution de la moyenne des masses invariantes, en fonction de la pseudo-rapidité des muons, devrait être plate et exactement à la masse du Z ($m_z = 91,2$). La différence observée est traduite en correction sur l'impulsion transverse des muons.

Avant d'appliquer cette correction sur tous les muons de notre analyse, il convient de vérifier son effet, sur la masse des bosons Z sélectionnés dans nos collisions pPb. La figure 4.4 représente les distributions des moyennes obtenues dans les données pPb, en fonction de la pseudo-rapidité des muons, avec et sans correction de l'impulsion transverse. La correction rehausse toutes les valeurs moyennes obtenues mais pas de manière significative. La légère différence est inférieure à l'erreur statistique sur la mesure (0,1/90). Ainsi, bien que nous ayons plus de Z qu'en collisions PbPb, nous n'en avons toujours pas suffisamment pour observer une amélioration significative. Pour la suite nous n'avons donc considéré aucune correction d'alignement sur l'impulsion transverse des muons.



La sélection d'un candidat Z repose sur les mêmes coupures de qualité que celles de la table 4.1. De plus, la collision doit contenir au moins deux muons de charges opposées tous deux au dessus de 15 GeV/c et leur masse invariante doit être comprise entre 60 et 120 GeV/c².

4.1.3 Identifier les imposteurs

Les coupures sur la qualité de la reconstruction des muons permettent de rejeter des candidats tels que : les muons cosmiques, les hadrons, les muons provenant d'un second vertex de désintégration, les muons provenant de désintégrations de hadrons et les faux muons reconstruits (mauvaise association d'une trace avec un segment, par exemple). Cependant, les processus durs qui conduisent à la formation d'un muon de haute énergie sont nombreux et la désintégration d'un boson W n'est pas le seul processus à considérer. A ce stade de notre sélection (au moins un muon avec $p_T > 15$ GeV/c), l'échantillon de données contient quatre sources principales de

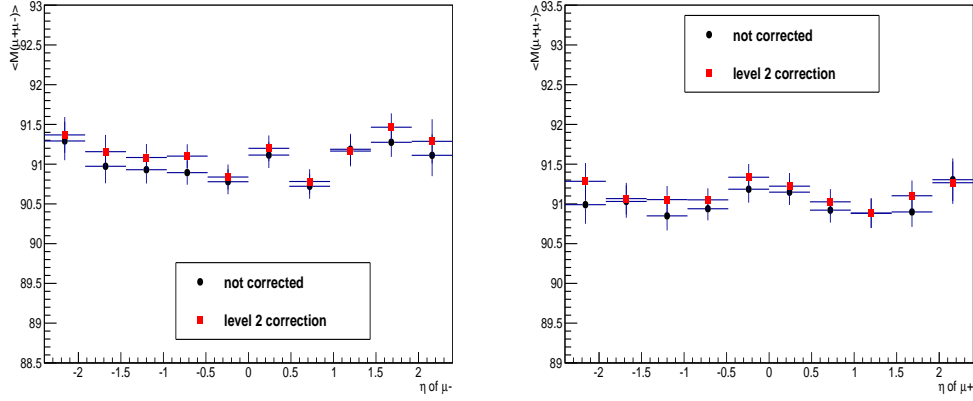


FIGURE 4.4 – Distribution de la masse invariante des bosons Z dans les collisions pPb, en fonction de la pseudo-rapidité des μ^- (gauche) et μ^+ (droite).

muons de haute énergie, listées par ordre décroissant en fonction de leur section efficace :

- les désintégrations de quarks lourds et autres hadrons contenus dans les jets (quarks c et b , pions et kaons). Ce bruit de fond est appelé bruit de fond QCD dans la suite du manuscrit ;
- le processus $W \rightarrow \mu + \nu_\mu$ qui correspond au signal de notre analyse ;
- le processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$;
- le processus $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$.

Les sélections qui suivent visent à rejeter les bruits de fond physiques et elles constituent le socle de cette analyse.

Remarque : D'autres processus, intéressants pour la recherche du Higgs, soit dit en passant, sont aussi produits lors de collisions pPb mais leur faible section efficace (à notre énergie) permet de ne pas les considérer. C'est le cas par exemple du processus $W^+ \rightarrow t + \bar{b} \rightarrow b + \mu^+ + \nu_\mu + \bar{b}$.

Isolation des muons

La figure 4.5 représente la distribution de l'impulsion transverse des muons dans les collisions pPb (rouge) et PbPb (noir), après application des coupures de qualité (table 4.1). Les distributions contiennent donc les quatre processus de désintégration mentionnés ci-dessus.



La différence entre pPb et PbPb peut paraître surprenante. En effet, le signal W autour de 40 GeV/ c , est plus visible dans les données PbPb alors que les bruits de fond sont généralement plus élevés en PbPb qu'en pPb. L'explication, corroborée par l'analyse des jets en collisions pPb et PbPb, est que les jets perdent une partie de leur énergie en collisions PbPb [64, 118]. Ils sont atténués en traversant le PQG (Cf. 1.3.2). Ainsi, les muons contenus dans ces jets ont une énergie plus faible, ce qui décale leur spectre en énergie vers les faibles valeurs par rapport aux collisions pPb où le quenching de jet n'est pas observé. Les muons provenant de bosons W (initialement produits dans les mêmes proportions) ne sont pas affectés par le PQG et apparaissent donc toujours autour de 40 GeV/ c .

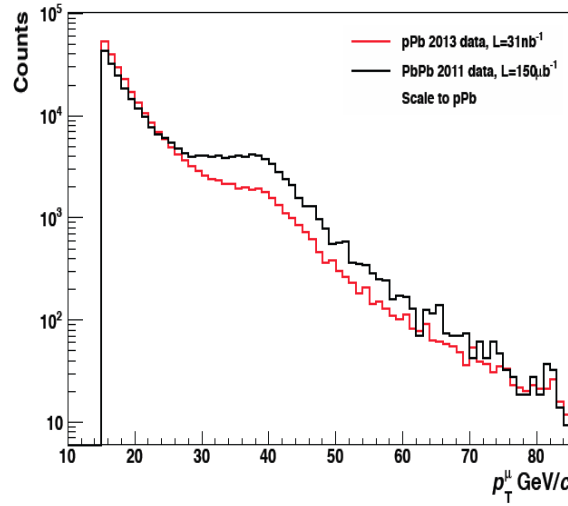


FIGURE 4.5 – Distribution de l'impulsion transverse des muons passant les critères de qualité de la table 4.1. La courbe rouge est pour les données pPb à 5,02 TeV et $L = 34,6 \text{ nb}^{-1}$, la courbe noire pour les collisions PbPb à 2,76 TeV et $L = 150 \mu\text{b}^{-1}$. Le spectre PbPb est normalisé à l'intégrale des données pPb.

Pour rejeter le bruit de fond QCD, nous avons utilisé une coupure d'isolation appliquée sur le lepton, directement inspirée par les analyses W des collisions pp [117]. La maîtrise de l'efficacité de cette coupure représente l'un des plus gros défis de cette analyse. La coupure d'isolation repose sur le fait que les muons provenant de désintégration d'objets QCD, sont entourés par les particules qui constituent le jet, tandis que ceux issus de la désintégration du boson W sont isolés. L'idée est donc de construire un cône en (η, ϕ) autour du muon et de s'assurer que l'énergie collectée à l'intérieur ne dépasse pas un certain seuil. Il faut alors déterminer une taille de cône ainsi que le seuil en énergie adéquate.

Les particules de l'événement sont reconstruites grâce à l'algorithme *Particle Flow* (PF) [119]. Cet algorithme regroupe toutes les informations des sous détecteurs et reconstruit l'ensemble des particules de l'état final : muons, électrons, photons, hadrons neutres et chargés. Avant le développement de PF, les informations étaient fragmentées, avec des énergies redondantes dans le trajectographe et les calorimètres. Les analystes travaillaient alors avec des régions de détecteurs et non avec des particules dans leur intégralité. Par exemple, la coupure d'isolation devait être définie séparément pour le trajectographe et pour ECal+HCal. Avec PF, nous n'utilisons qu'une seule variable d'isolation pour laquelle l'énergie de chaque particule à l'intérieur du cône est sommée. Les coordonnées (η_n, ϕ_n) de la n -ième particule reconstruite sont également beaucoup plus précises.

La taille de cône choisie est $\Delta R = 0,3$ tel que :

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_\mu - \eta_n)^2 + (\phi_\mu - \phi_n)^2} \quad (4.1)$$

Uniquement les particules très proches du muon, et donc accolées comme dans un jet, contribuent à l'énergie du cône. Une taille plus grande ($\Delta R = 0,4$ ou $0,5$) introduit des fluctuations d'énergie avec le bruit de fond sous-jacent local.

A l'aide de la reconstruction PF, l'impulsion transverse de chaque particule du cône, centré sur le muon et dans la limite de $\Delta R < 0,3$, est comptabilisée pour

constituer l'énergie contenue dans le cône (sans la contribution du muon). Le seuil sur l'énergie du cône est défini comme un pourcentage de l'impulsion transverse du muon. En collision pp, le seuil est fixé à 10% [120] :

$$Iso = \frac{\sum_{n=1}^{\infty} p_T^n}{p_T^\mu} < 0,1$$

où n est le nombre de particules reconstruites dans le cône. Cette coupure favorise donc les muons de haute énergie caractéristique du signal W . Le graphique à gauche de la figure 4.6 représente les distributions de la variable d'isolation pour le processus $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pp, avec les contributions des processus QCD et électrofaibles. Les muons ont une impulsion transverse supérieure à 25 GeV/ c . Cette mesure réalisée en collision pp est donc notre point de repère pour l'établissement de la coupure d'isolation en collisions pPb.

Pour se faire, nous considérons les distributions de la variable d'isolation pour le processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ puisque :

- Pour établir une coupure discriminante entre signal et bruit de fond, il faut s'assurer de la pureté de l'échantillon des données. Or, il est facile de sélectionner des muons isolés : ceux de la désintégration d'un Z .
- Les muons provenant d'un Z sont autant isolés que ceux du W .

Pour chaque événement Z sélectionné, l'isolation de chacun des deux muons est calculée. Il s'agit de la distribution à droite de la figure 4.6. Bien que l'échelle soit logarithmique (afin de visualiser les différences entre données et simulations), la forme de la distribution de l'isolation des muons du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ est comparable à celle du W en collisions pp. Seulement 1% des muons possèdent une variable d'isolation supérieure à 10%. La variable d'isolation utilisée en pp semble donc convenir pour les collisions pPb.

Une dernière vérification nous a permis de constater que la coupure optimale d'isolation se situe entre 10 et 13% en collisions pPb. Pour cela, la signification statistique

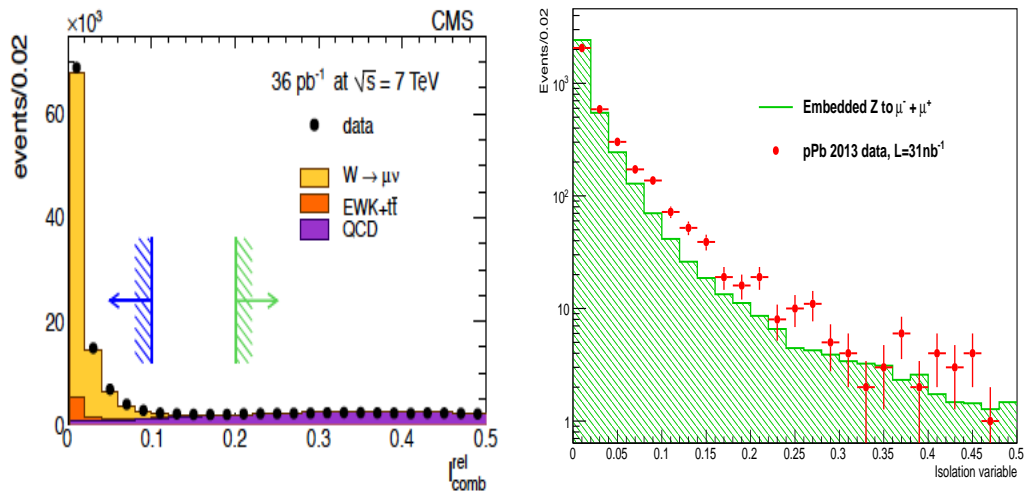


FIGURE 4.6 – Distribution de la variable d'isolation des muons, avec un cône $\Delta R = 0,3$, pour le processus $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pp [120] (gauche) et $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ en collisions pPb (droite).

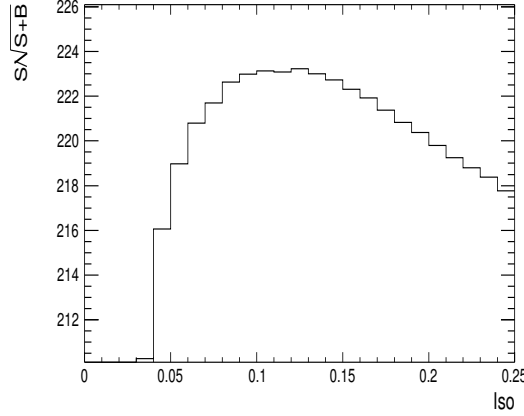


FIGURE 4.7 – $S/\sqrt{S+B}$ en fonction de la variable d'isolation. Les muons satisfont les coupures exigeantes. La signification maximale se situe autour de 0,1.

du signal est estimée à travers $S/\sqrt{S+B}$ où S et B sont les quantités de signal et de bruit de fond obtenues des muons passant les sélections « exigeantes ». Il s'agit de la figure 4.7. Le signal est défini par les simulations $W \rightarrow \mu + \nu$. La distribution de l'impulsion transverse des muons simulés est retranchée à la distribution obtenue dans les données afin d'estimer le bruit de fond. Le rapport $S/\sqrt{S+B}$ peut ainsi être estimé. Cette quantité de toute façon très élevée dans l'intervalle $[0,05;0,25]$, atteint un maximum pour des valeurs d'isolation entre 0,10 et 0,13.

Il nous reste un dernier point à aborder concernant l'isolation : la comparaison données/simulation en collisions pPb dans les événements Z (figure 4.6 droite). En effet, bien que les distributions semblent similaires on remarque que la simulation n'est pas totalement compatible avec les données, même en considérant une coupure lâche à 0,1. Les simulations possèdent beaucoup plus d'événements avec une variable d'isolation proche de 0, alors que les données présentent un léger excès entre 0,05 et 0,1.



L'environnement pPb, simulé par HIJING, n'est pas identique à la réalité des collisions. Cette différence se visualise grâce à la distribution de l'isolation dans les événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Les fluctuations locales de la multiplicité et de l'environnement sous-jacent induisent des biais dans l'énergie récoltée dans le cône. Ainsi en présence de fluctuations, l'énergie dépasse le seuil fixé 0,1 et l'événement est rejeté. Puisque les données possèdent une plus grande distribution de la variable d'isolation que les simulations, la coupure d'isolation rejette plus de signal. Cette coupure, qui a donc une efficacité différente dans les données et les simulations, induit un biais qui se traduirait par une sous estimation du nombre de W corrigés, s'il n'était pas corrigé par la méthode TnP (Cf. 5.2).

Pour éviter le biais associé aux fluctuations locales, j'ai essayé d'optimiser la coupure d'isolation par rapport au bruit de fond sous-jacent contenu dans le cône. Plusieurs possibilités ont été envisagées mais aucune n'a apporté d'amélioration significative :

- Estimer une valeur d'isolation pour différentes classes de multiplicité. Il faudrait, dans un premier temps, s'assurer de maîtriser l'estimation de la multiplicité en collisions pPb qui est loin d'être évidente à cause de l'influence de la

production de sondes dures dans l'environnement. Pour l'instant, nous n'avons qu'une connaissance partielle de cette variable.

- Estimer un seuil d'isolation en fonction de l'énergie moyenne par particule du cône. En effet, on cherche à différencier quelques particules de haute énergie formant un jet autour du muon, de plusieurs particules peu énergétiques appartenant au bruit de fond sous-jacent. L'énergie moyenne par particule est donc plus faible lorsque nous sommes en présence de fluctuations molles. Cette méthode n'a pas abouti car cette énergie moyenne n'est pas suffisamment uniforme.
- Soustraire le bruit de fond sous-jacent. Pour cela, nous appliquons une coupure directe sur l'énergie de chaque particule contenue dans le cône. En comparant les distributions des énergies des particules à l'intérieur du cône, dans des événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ obtenus dans les données et simulations, nous fixons le seuil à 1 GeV/ c . En dessous, l'énergie de la particule n'est pas ajoutée à la somme du cône. Cette méthode n'améliore pas l'accord données/MC de manière significative.

Nous verrons dans la section 5.2 qu'au lieu d'optimiser la variable d'isolation dans les données, nous corrigerons l'efficacité de cette coupure en la mesurant directement dans les données et en la comparant aux simulations.

Remarque : L'isolation dépend de la multiplicité locale qui varie en fonction de la pseudo-rapidité à travers différents effets : le boost des sondes dures dans la direction du proton, la fragmentation du plomb et les zones mortes du détecteur. L'isolation dépend donc de η , comme nous le verrons en 5.1.

Une fois la coupure d'isolation appliquée, définie par l'équation 4.1, l'échantillon qui était constitué de 274 426 événements, se réduit à 50 355 événements (soit 18 %). La perte de signal sera estimée dans les simulations (Cf. 5.1) mais un premier aperçu est disponible dans la table 4.3. Dans les simulations cette coupure enlève 7 % des événements ayant tous un muon de bonne qualité. Cela dit, le bénéfice de l'utilisation de cette coupure ne fait aucun doute puisqu'elle permet d'éliminer 82% de muons de bonne qualité mais provenant de processus QCD. Ce critère a un grand pouvoir discriminant entre le bruit de fond QCD et les signaux électrofaibles.

Z Veto

La seconde source dominante de bruit de fond est le processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Un moyen très simple de réduire cette contamination est de rejeter les événements avec au moins deux muons reconstruits, isolés et de p_T supérieurs à 15 GeV/ c . Aucun intervalle de masse invariante n'est spécifié, de manière à éliminer également le signal $\gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (appelé Drell-Yan) présent sur tout le spectre, indissociable du signal $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ proche de sa masse. La figure 4.8 représente la distribution des processus $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ obtenue à partir de l'échantillon d'événements (50 355) contenant deux muons isolés issus des données pPb. On distingue le pic de résonance correspondant à la masse du Z , mais aussi une dizaine de Υ de haute énergie.

Le risque en appliquant une telle coupure sur le nombre de muons est d'éliminer un muon isolé provenant d'un W , combiné par erreur à un autre muon énergétique de charge opposée. Cela dit, cette possibilité à la même probabilité d'existence qu'un

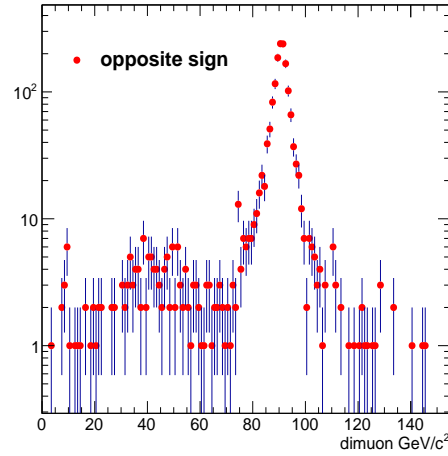


FIGURE 4.8 – Distribution de la masse invariante des paires de muons de charges opposées dans les données pPb. Les muons sont isolés avec $p_T > 15$ GeV/c.

muon provenant d'un W , combiné à un muon de haute énergie de même charge. Or, aucune paire de muons de même charge n'est trouvée! Tous les événements contribuant à la distribution de la figure 4.8 (1 660 événements dont 1 580 événements entre 60 et 120 GeV/c²) sont donc rejetés sans perte de signal. Cette sélection est appelée « Z veto ». Il reste alors 48 695 muons, provenant potentiellement de la désintégration d'un W . Nous pouvons déjà supposer que le nombre de W se situe autour de 20 000 car pour $|\eta| < 2,4$, il y a à peu près un facteur 13 entre le nombre de W et de Z .



Le critère d'isolation a plusieurs avantages :

- Il rejette une grosse partie des événements QCD (274 426 \rightarrow 50 335).
- Il est appliqué pour la sélection des candidats Z , ce qui purifie le spectre de masse invariante. Aucune paire avec des muons de même signe n'est trouvée dans les données.
- Il permet de sélectionner des événements de type QCD, pour une étude du bruit de fond résiduel en renversant le critère. En effet, les distributions de la variable d'isolation de la figure 4.6 nous permettent de considérer des événements ayant des muons de qualité, mais avec $\sum p_T^n > 0,4 \times p_T^\mu$, comme provenant de processus QCD.

Impulsion transverse

Pour achever la sélection sur les muons, il reste à estimer notre seuil sur l'impulsion transverse. En collisions pp ce seuil est fixé à 25 GeV/c (pour l'instant le nôtre est toujours à 15 GeV/c). Regardons à nouveau la distribution en impulsion transverse des muons de la figure 4.5 mais cette fois-ci, en appliquant la coupure d'isolation et le « Z veto ». Il s'agit de la figure 4.9.

La coupure d'isolation permet d'éliminer une partie du signal QCD sur la totalité du spectre d'impulsion mais surtout, entre 15 et 40 GeV/c. Le signal W est désormais plus prononcé. Avant 25 GeV/c la décroissance continue du spectre est caractéristique du bruit de fond QCD. Après 25 GeV/c, vient se superposer à cette exponentielle décroissante, le signal W représenté par cette montée jusque 40 GeV/c.

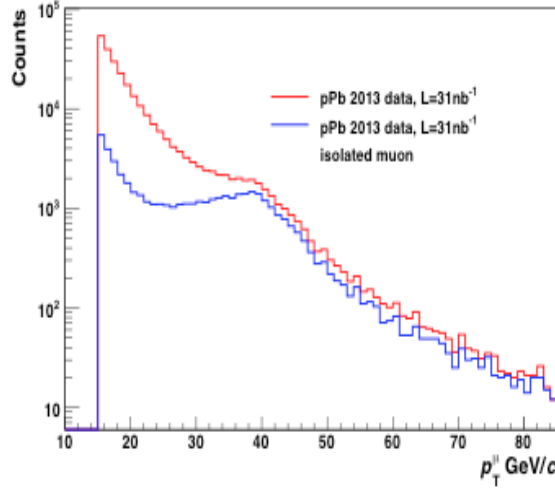


FIGURE 4.9 – Distribution de l'impulsion transverse des muons dans les collisions pPb sans appliquer la coupe d'isolation (en rouge qui provient de la figure 4.5) et avec (en bleu).

En fonction du rapport S/B, un seuil à 25 GeV/ c sur l'impulsion transverse semble donc indiqué. La perte de signal engendrée par cette sélection est de 21 % comme nous pouvons le constater dans la table 4.3 qui résume les conséquences des trois dernières coupures appliquées, les unes après les autres, à l'échantillon contenant des muons de bonne qualité (274 426). Cette dernière restriction achève notre sélection sur le muon. L'échantillon ne contient plus que 24 387 muons (3,7% des 657 273 événements de départ), appartenant tous à une collision différente, soit 24 387 événements. Nous ne considérerons aucune correction en acceptance pour cette perte de signal liée à l'impulsion transverse. En effet, la cinématique de désintégration des bosons W est très bien connue ce qui permet de s'affranchir de cette correction et d'obtenir des sections efficaces pour $p_T > 25$ GeV/ c comparables aux prédictions (fournies avec la même cinématique). L'avantage est que nous regardons uniquement des données dont la cinématique est mesurée (et non pas extrapolée).

La sélection sur le muon du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ sélectionne donc uniquement 24 387 candidats. Cependant, cet échantillon contient encore un peu de bruit de fond résiduel :

- Des muons contenus dans un jet mais qui passent quand même la coupe d'isolation. On le devine en extrapolant la partie gauche de la figure 4.9, au delà de 25 GeV/ c . Cette contribution représente entre 2 et 8% (en fonction de la pseudo-rapidité) des 24 387 événements, comme nous le verrons en 4.3.

Coupures	N_μ (%) données $p_T > 15$ GeV/ c	N_μ (%) MC $p_T > 15$ GeV/ c	N_μ (%) MC $p_T > 0$ GeV/ c
sélection table 4.2	41,8	85,15	66,8
$\sum p_T^n < 0,1 \times p_T^\mu$	7,6	78,9	61,1
Z veto	7,4	78,9	61,1
$p_T^\mu > 25$ GeV/ c	3,7	63,9	48,2

TABLE 4.3 – Effet des coupures d'isolation, « Z veto » et $p_T > 25$ GeV/ c des muons en collision pPb. Les coupures sont appliquées une par une et leur le nombre de muons restant est calculé en pourcentage du nombre de muons passant les sélections de la table 4.1.

- Des muons provenant du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Le « Z veto » enlève tous les événements avec deux muons isolés, de bonne qualité et dans la fenêtre d'acceptance $|\eta| < 2,4$. Mais il reste les cas où le second muon est en dehors de l'acceptance, de mauvaise qualité, non isolé, en dessous de seuil en impulsion ou bien même non reconstruit. Ceci induit un bruit de fond similaire au seul muon du signal $W \rightarrow \mu + \nu$. Dans certaines régions de pseudo-rapacité cette contamination peut représenter jusqu'à 11% des candidats W (également en 4.3).
- Les muons provenant du processus $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$. Nos précédents critères ne permettent pas de différencier ce processus de notre signal W . Il représente moins de 3 % des candidats W (également en 4.3).

Pour éliminer le bruit de fond restant nous pourrions ajuster la distribution de l'impulsion transverse des muons, en estimant les contributions provenant de QCD, $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$. Le signal serait alors extrait uniquement avec les informations du muon. Or, il est possible d'obtenir plus de pouvoir discriminant grâce à l'énergie transverse manquante et de réduire ainsi l'erreur systématique pour contraindre significativement les nPDF.

Tableau récapitulatif : La sélection des candidats W se poursuit avec les critères d'isolation, du « Z veto » et de l'impulsion transverse du muon. L'échantillon étudié est désormais constitué de 24 387 événements mais il contient toujours du bruit de fond (N_{bgd}) qu'il nous faut estimer. Seul le critère d'isolation enlève du signal et une efficacité ϵ_{Iso} lui sera donc associée.

Variables	Valeurs
$\sigma_{pA} = N^W / \mathcal{L}_{pA}$	$\mathcal{L}_{pA} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$
$N^W = N_1^W / \epsilon_{Filtre}$	$\epsilon_{Filtre} = (96,0 \pm 0,5)\%$
$N_1^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 657\,273$
$N_1^W = N_2^W / (\epsilon_{trigger} \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{id})$	$\epsilon_{trig}, \epsilon_{reco} \text{ et } \epsilon_{id} \text{ déterminée en 5.1}$
$N_2^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 274\,426$
$N_2^W = N_3^W / \epsilon_{Iso}$	$\epsilon_{Iso} \text{ déterminée en 5.1}$
$N_3^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 24\,387$

Synthèse

- 1) Les critères sur la reconstruction des muons éliminent les muons cosmiques, les hadrons, les muons provenant d'un second vertex de désintégration, les muons appartenant à l'environnement sous-jacent et les muons mal reconstruits.
- 2) La résolution en impulsion transverse des muons se situe entre 1,6 et 2,1 %. Aucune correction d'alignement n'est appliquée car la statistique des données est trop limitée.

- 3) Une coupure d'isolation a été établie pour cette analyse afin de dissocier une partie du bruit de fond QCD du signal W . Les événements $Z/\gamma^* \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ sont également rejetés et le seuil sur l'impulsion transverse des muons est fixé à 25 GeV/ c . L'échantillon ne contient plus que 24 387 événements.

4.2 Tirer avantage de l'énergie transverse manquante

Suite à un décollage réussi, le vol se poursuit en vitesse de croisière. L'hôtesse, ayant déjà pris soin des passagers de première classe, s'intéresse désormais aux autres passagers. La sélection performante des muons a permis une réduction considérable du nombre d'événements. Je vous propose maintenant d'étudier l'énergie transverse manquante et les diverses possibilités qu'elle nous offre pour extraire le signal.



Pour l'instant, uniquement le nombre de candidats W intégré a été mentionné. Dans la suite de ce manuscrit le nombre de W est extrait pour dix intervalles de pseudo-rapidité du muon. Puisque les données sont composées à 60% d'événements produits avec le proton dirigé vers $-y$ et 40% vers $+y$, nous choisissons de renverser en y la seconde partie des données (cela concerne uniquement la pseudo-rapidité du muon) afin d'obtenir un échantillon cohérent et homogène. De cette manière, nous obtenons un lot de données dont la totalité des événements a le proton dirigé vers $-y$. Cela dit, chacune des deux parties des données sera corrigée là où le muon a originellement été détecté (Cf. 5.1.2). Cette configuration dites « vers $-y$ » ne sera pas la configuration finale des résultats car la convention officielle est le proton circulant vers $+y$. Ainsi, toute l'analyse est réalisée dans la configuration de la majorité des données mais pour les résultats finaux la rapidité sera renversée (Cf. 6.2.1).

4.2.1 Reconstruction de l'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante, définie par l'équation 2.6 et notée \cancel{E}_T , se calcule à l'aide de l'algorithme PF. Son développement a été pensé pour améliorer la reconstruction des jets et de \cancel{E}_T qui sont des variables cruciales pour la recherche au delà du modèle standard. Sans PF, l'énergie des particules est déterminée séparément par le trajectographe et par les calorimètres, sans aucun recoupement et un manque de précision sur les hadrons. Avant PF, \cancel{E}_T était donc calculée uniquement à partir des traces, ou uniquement avec les calorimètres afin d'éviter les recouvrements en énergie, exactement comme pour l'isolation des muons. Avec PF, la totalité de l'énergie transverse est désormais accessible.

Remarque : En collisions pp, PF est utilisé dans toutes les analyses nécessitant la reconstruction de \cancel{E}_T et des jets. Il a été adapté pour la reconstruction PbPb et est employé dans les analyses jets [63] [65]. Cependant, pour l'instant aucune énergie transverse manquante n'a pu être reconstruite avec PF en collisions PbPb. Malheureusement, en collisions PbPb PF reconstruit tout l'environnement sous-jacent et cela dégrade considérablement la résolution sur \cancel{E}_T . Avant de commencer

l'analyse $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pPb, j'ai travaillé sur la reconstruction de \cancel{E}_T avec PF, en collisions PbPb. Mon objectif était de pouvoir obtenir une mesure de l'asymétrie de charge plus précise que celle obtenue sur le premier run PbPb de 2010 (Cf. figure 1.17) dans laquelle une \cancel{E}_T rudimentaire était calculée en ne sommant que les traces des particules chargées de $p_T > 4$ GeV/c (pour améliorer la résolution). D'ailleurs, il convient plutôt de l'appeler "impulsion transverse manquante", puisque les énergies des hadrons neutres et photons ne peuvent être prises en compte. Les données PbPb récoltées en 2011, ont une statistique plus élevée ($\times 20$) et nécessitent des systématiques plus faibles afin de contraindre les nPDFs. J'ai donc essayé d'obtenir une \cancel{E}_T plus précise à partir de PF, en soustrayant la contribution de l'environnement sous-jacent. Ce travail pourtant prometteur a été interrompu par l'arrivée des données pPb. Avec les données pPb il apparut évident que de meilleures contraintes sur les nPDF seraient obtenues (deux fois plus de statistiques et asymétrie de la collision). L'environnement sous-jacent plus réduit que celui des collisions PbPb, permet d'utiliser PF pour la reconstruction de \cancel{E}_T en collisions pPb, avec une résolution sur la mesure d'environ 10 GeV comme nous le verrons.

L'énergie transverse manquante est représentée en figure 4.10, pour les processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$, provenant des 24 387 événements sélectionnés précédemment ainsi que la simulation MC correspondante. Trois constats peuvent être faits à partir de ces distributions :

- Un désaccord données/MC est localisé en dessous de 20 GeV. Comme pour les muons, l'énergie manquante caractéristique de la présence de W se situe essentiellement au delà de 25 GeV/c (un W au repos se désintègre en transférant 40 GeV/c à chacun de ses deux produits de désintégration). En dessous de ce seuil, elle provient principalement du bruit de fond QCD (neutrino produit dans les jets ou énergie manquante non physique), de bosons Z ayant l'un de ses deux muons rejeté par les coupures de l'analyse et n'étant pas identifié comme provenant d'un Z .
- La distribution de \cancel{E}_T semble plus large dans les données que dans les simula-

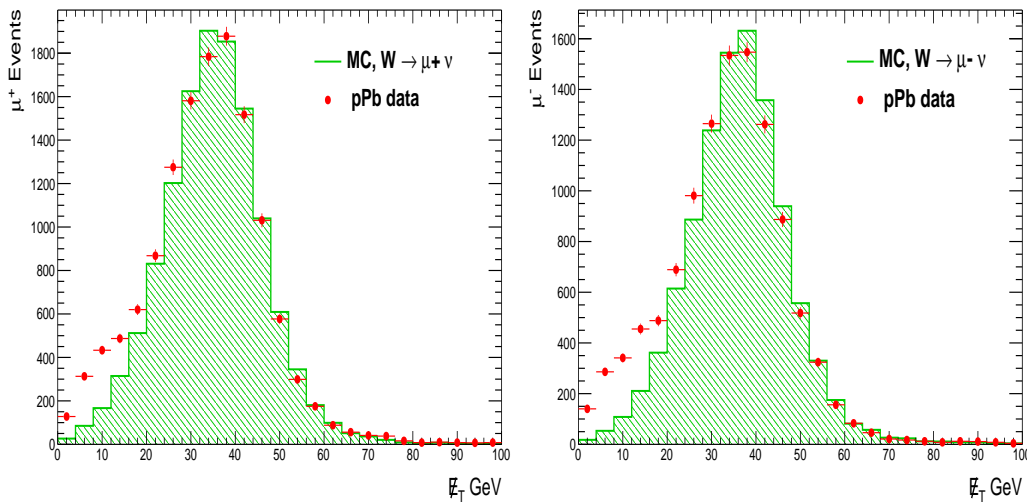


FIGURE 4.10 – Distribution de l'énergie transverse manquante provenant des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ (droite). Les événements sélectionnés ont tous un muon passant les sélections « exigeantes » (exceptées $\cancel{E}_T > 20$ GeV et $m_T > 40$ GeV/c²). Les simulations sont normalisées par rapport à l'intégrale du signal entre 20 et 100 GeV.

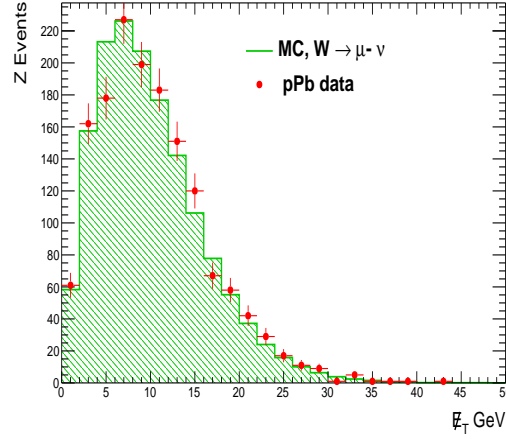


FIGURE 4.11 – Distribution de E_T pour les événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ dans les données pPb et les simulations correspondantes.

tions. La résolution est moins bonne tout simplement parce que l'environnement réel très complexe, composé de bruit de fond sous-jacent imparfaitement reproduit dans les simulations, crée une énergie manquante moins précise. La résolution sur E_T est d'ailleurs calculée sur des événements Z ci-après.

La résolution sur E_T se détermine par sa valeur moyenne obtenue dans des processus Z . Un boson Z ne produit pas de neutrino et si E_T était parfaitement reconstruite elle devrait être nulle. La valeur mesurée dans ces événements permet ainsi d'estimer les biais de reconstruction (la résolution sur l'énergie de chaque particule dégrade la valeur de E_T) et l'effet de l'environnement sous-jacent sur E_T . La figure 4.11 représente la distribution de E_T obtenue dans les événements Z en collisions pPb. La moyenne de la distribution se situe à 10 GeV/c avec un rms ± 6 GeV, aussi bien dans les données que dans les simulations. Ces deux valeurs s'apparentent à la résolution sur la mesure de E_T . Puisque simulations et données ont une résolution similaire, alors les biais de mesure dominent les effets de l'environnement sous-jacent. Cela dit, nous observons plus d'événements avec une faible E_T dans les simulations (autour de 5 GeV) que dans les données, preuve que l'environnement est plus dense dans les données.

Un premier aperçu du nombre de candidats W chargés est présenté en figure 4.12, à travers l'énergie transverse manquante obtenue pour chaque événement sélectionné (parmi les 24 387), en fonction de la pseudo-rapidité du muon. Dans la plupart des intervalles de pseudo-rapidité, le nombre de μ^+ sélectionnées est supérieur au nombre de μ^- . Cela s'explique par *l'effet d'isospin* (Cf. 1.3.3). Les W^+ proviennent d'un quark de valence u et ont donc plus de chance d'être produit que les W^- qui proviennent d'un quark d , lors d'une collisions pPb. Nous constatons également que les distributions des potentiels W^+ sont plus conséquentes dans les intervalles de pseudo-rapidité négative, c'est à dire dans la direction du proton.

Remarque : Il est intéressant de noter que d'importantes inefficacités du détecteur en fonction de η ne nous permettrait pas d'accéder à cette physique uniquement avec le nombre de W extraits. Gardons donc une certaine réserve jusqu'aux résultats corrigés.

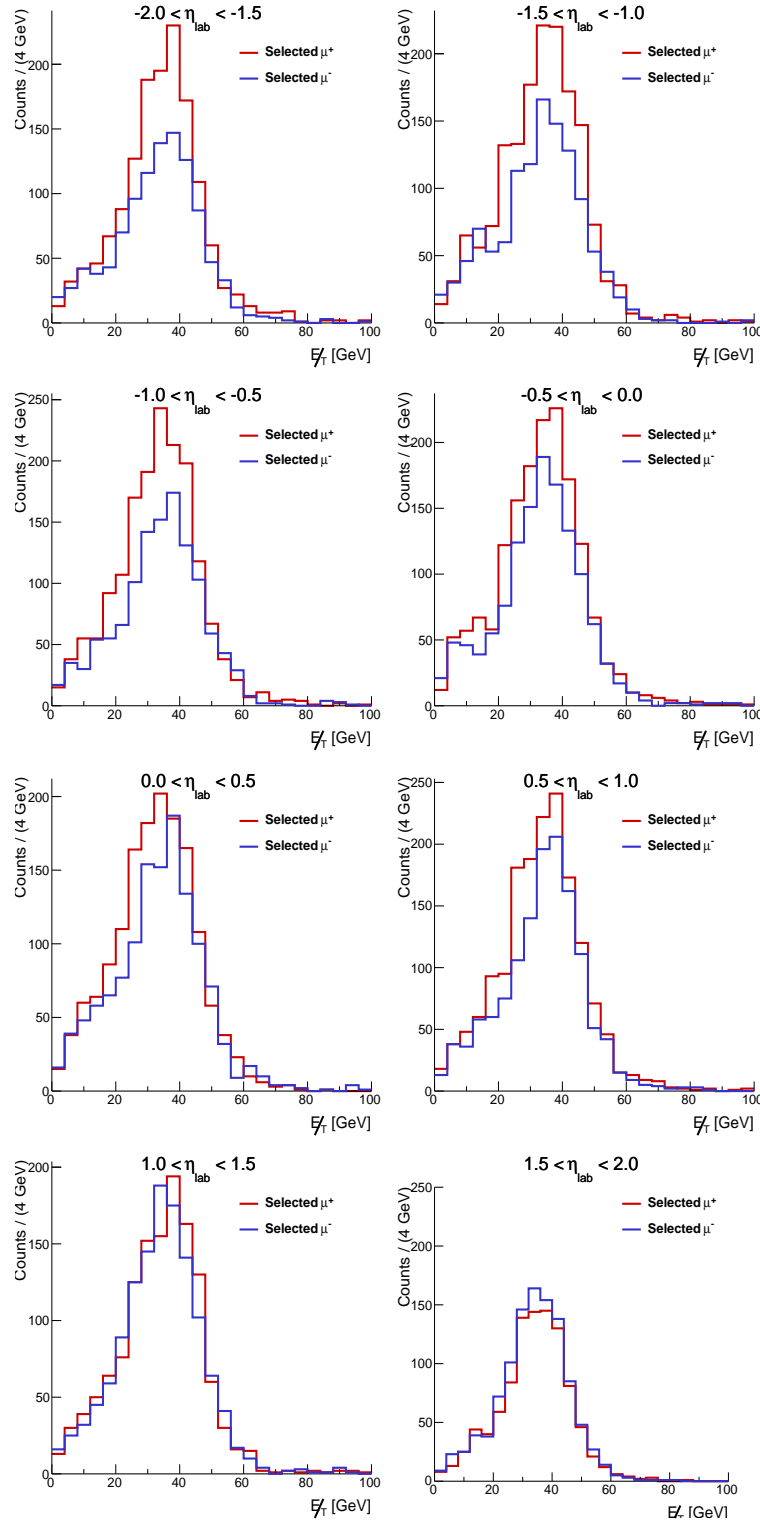


FIGURE 4.12 – Distribution de E_T provenant des données collectées lors des collisions pPb. Les événements ont tous un muon passant les sélections « exigeantes » (exceptées $E_T > 20$ GeV et $m_T > 40$ GeV/ c^2). La courbe rouge correspond aux événements μ^+ et la bleue aux événements μ^- . Le proton est dirigé vers η négatif.

4.2.2 Approcher le nombre de W par la méthode des coupures

La figure 4.10 suggère qu’une coupure $E_T > 20$ GeV permettrait de réduire drastiquement le bruit de fond. Afin de visualiser l’effet de cette coupure, je vous propose de comparer les distributions de l’angle $\Delta\phi$ entre le muon et l’énergie transverse

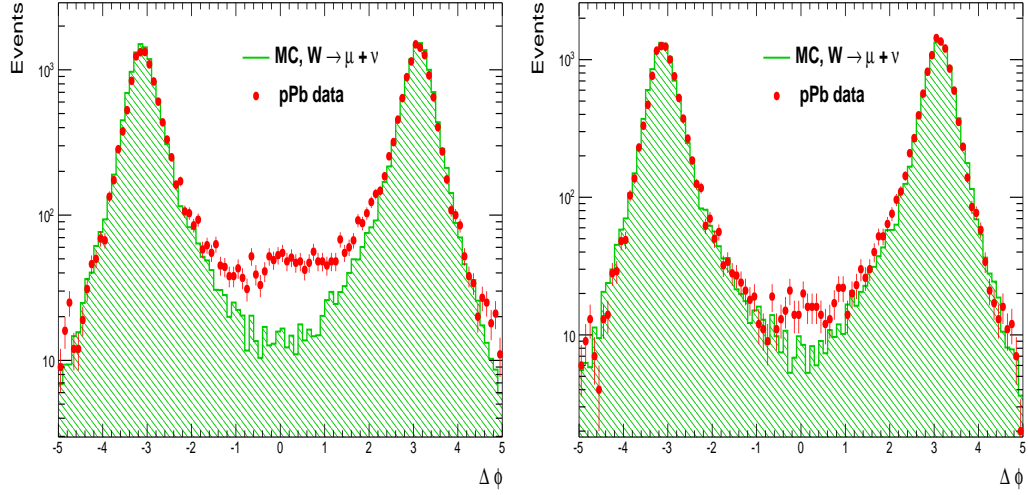


FIGURE 4.13 – Distribution de l'angle $\Delta\phi$ pour les événements muons sélectionnés, sans aucune sélection sur \cancel{E}_T (gauche) et avec $\cancel{E}_T > 20$ GeV (droite).

manquante dans le plan transverse ($\Delta\phi = \phi_\mu - \phi_{\cancel{E}_T}$). La figure 4.13 représente la distribution de $\Delta\phi$ avec et sans le critère $\cancel{E}_T > 20$ GeV. Si le muon et \cancel{E}_T proviennent de la fragmentation d'un jet, ils sont alors colinéaires. Les données montrent justement un léger excédent comparées aux simulations autour de $\Delta\phi = 0$. Lorsque la coupure sur \cancel{E}_T est appliquée, le nombre d'événements colinéaires est drastiquement réduit. Dans les simulations la quasi-totalité des événements ont un angle $\Delta\phi$ supérieur à $\pi/2$. Cela s'explique par la désintégration de W majoritairement de faible impulsion, pour lesquels le muon et le neutrino sont émis dos à dos. Cependant, certains W sont créés avec une impulsion qui se transmet aux produits de désintégration. Dans ce cas, le muon et le neutrino peuvent devenir colinéaires. L'impulsion du W est alors balancée par un jet de recul (le W et le jet sont produits dos à dos). Ce dernier point explique la petite quantité d'événements simulés autour de $\Delta\phi = 0$.

Ainsi, la coupure $\cancel{E}_T > 20$ GeV permet d'éliminer la majeure partie du bruit de fond QCD. L'échantillon de données se réduit à $20\,696 \pm 144$ événements dont $11\,286 \pm 106$ candidats W^+ et $9\,410 \pm 97$ candidats W^- . L'erreur associée est l'erreur statistique sur la mesure, estimée comme \sqrt{N} . Cependant, il reste tout de même une faible contamination visible sur la distribution de $\Delta\phi$. Nous pourrions donc envisager une coupure sur $\Delta\phi$, telle que $|\Delta\phi| > \pi/2$. Cela dit, cette coupure élimine trop de signal par rapport au rejet du peu de bruit de fond restant. De plus, elle n'est pas discriminante pour la contamination électrofaible puisque le boson Z émet lui aussi ses deux produits de désintégration dos à dos. Notre choix s'oriente donc vers une autre observable plus discriminante : la masse transverse du W .

Remarque : Cette méthode de coupures successives n'est pas la méthode finale utilisée pour l'extraction, comme nous allons le voir juste après. Ne soyez donc pas surpris si pour l'instant nous sommes en dessous du seuil de W annoncé (à savoir 21 119) qui lui, correspond à l'extraction finale.

A l'aide des sélections sur le muon et \cancel{E}_T , la masse transverse (m_T) est accessible. Comme son nom l'indique, il s'agit de la masse reconstruite dans le plan transverse. Si le W est au repos (sans composante ni longitudinale ni transverse) alors la masse

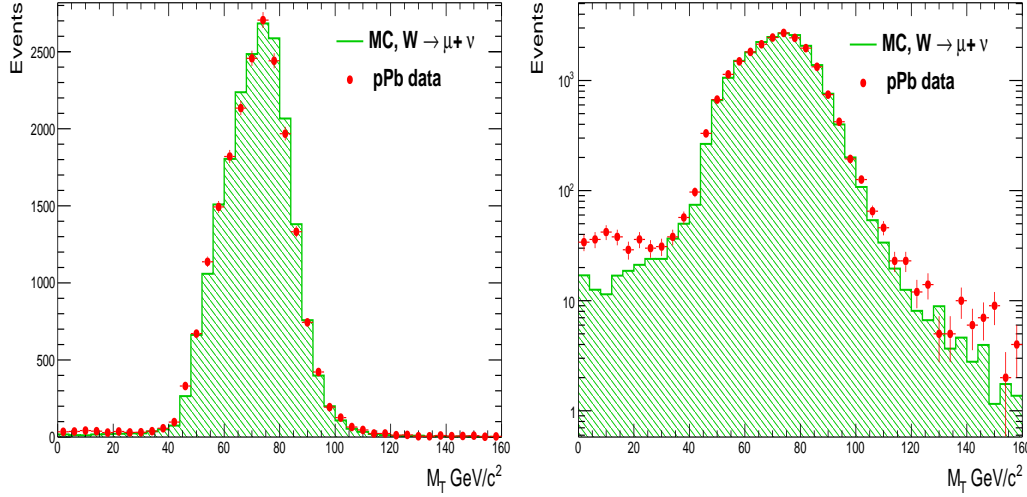


FIGURE 4.14 – Distribution de la masse transverse du boson W reconstruit dans les données pPb, en échelle linéaire (gauche) et logarithmique (droite). Les événements sélectionnés ont $\cancel{E}_T > 20$ GeV ainsi que toutes les coupures sur le muon.

transverse est équivalente à la masse invariante (M_{inv}) du W . Dans tous les cas $m_T \leq M_{inv}$ et elle se définit comme suit :

$$m_T^2 = (E_{T,\mu} + \cancel{E}_T)^2 - (\vec{P}_{T,\mu} + \vec{\cancel{P}}_T)^2 \quad (4.2)$$

Elle est représentée en figure 4.14 pour les 20 696 événements sélectionnés. Le pic de la distribution se situe entre 70 et 85 GeV/c^2 , ce qui correspond typiquement à la désintégration de W au repos. La résolution sur m_T , de l'ordre de 30 GeV/c^2 , est contrainte par la résolution sur \cancel{E}_T . L'accord entre données et simulations, très bon en échelle linéaire, montre pourtant un léger excès de données en dessous de 40 GeV/c^2 en échelle logarithmique.



Une coupure $m_T > 40 \text{ GeV}/c^2$ finalise la sélection « exigeante ». Le nombre de W ainsi obtenu est $20\,215 \pm 142$ dont $11\,100 \pm 105 W^+$ et $9\,215 \pm 96 W^-$. Le nombre de W chargés est présenté par intervalle de pseudo-rapidité du muon dans la table 4.4. Etant donné l'excellent accord pour la distribution de la masse transverse entre données et simulations, le bruit de fond restant n'est que de quelques pour cents ($\sim 4\%$ comme nous allons le voir). Les trois contaminations principales sont désormais, par ordre d'importance, les $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, les processus QCD et les $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$.

η	$[-2,4;-2[$	$[-2;-1,5[$	$[-1,5;-1[$	$[-1;-0,5[$	$[-0,5;0[$
W^+	829 ± 30	$1\,244 \pm 39$	$1\,331 \pm 36$	$1\,375 \pm 37$	$1\,345 \pm 37$
W^-	536 ± 23	884 ± 30	930 ± 31	989 ± 32	$1\,067 \pm 32$
η	$[0;0,5[$	$[0,5;1[$	$[1;1,5[$	$[1,5;2[$	$[2;2,4[$
W^+	$1\,238 \pm 35$	$1\,371 \pm 37$	$1\,119 \pm 33$	871 ± 30	377 ± 19
W^-	$1\,045 \pm 32$	$1\,117 \pm 34$	$1\,097 \pm 33$	947 ± 31	613 ± 25

TABLE 4.4 – Nombres de W extraits par la méthode de la sélection exigeante, en fonction de la pseudo-rapidité et de la charge du muon. Les événements sélectionnés ont tous $p_T^\mu > 25 \text{ GeV}/c$, $\cancel{E}_T > 20 \text{ GeV}$ et $m_T > 40 \text{ GeV}/c^2$.

4.2.3 Vers l'extraction final du nombre de W

La procédure de coupures successives décrite précédemment a été utilisée pour estimer le nombre de W dans les collisions PbPb [66]. Dans cette analyse, le bruit de fond électrofaible résiduel est soustrait du nombre de W extrait. Il est estimé à 2,1% grâce aux simulations en collisions pp. Le bruit de fond QCD, également estimé à partir des collisions pp, s'évalue en renversant la coupure d'isolation afin d'obtenir un échantillon d'événements QCD. La valeur obtenue en collisions pp, 1%, est prise comme limite supérieure du bruit de fond QCD. Il est estimé de manière indirecte (par les collisions pp) à cause de la multiplicité de particules en collisions PbPb qui empêche l'utilisation fiable d'une coupure d'isolation. Pour l'analyse W en collisions pPb les bruit de fond QCD et électrofaibles doivent être proches des estimations obtenues en collisions pp. Avec ces coupures successives, la pureté du signal W en collisions pPb est donc proche de 96%. Cela dit, ce bruit de fond dépend de η (en particulier parce que la collision est asymétrique) et c'est donc une estimation pour chaque intervalle de pseudo-rapacité qu'il nous faut maintenant réaliser.

Bien que cette procédure d'extraction ait déjà été utilisée, elle a ses limites quand il s'agit de devoir estimer précisément le bruit de fond pour dix intervalles de pseudo-rapacité et pour chacune des deux charges. Pour extraire proprement le nombre de W il faut une plus grande marche de manœuvre. Les distributions de \cancel{E}_T nous ont permis de constater que le bruit de fond, en proportion raisonnable sur la figure 4.10, est localisé à basse \cancel{E}_T . Il se dissocie naturellement du signal et un ajustement de \cancel{E}_T permettrait donc de l'extraire. Nous avons donc choisi d'estimer les contributions des processus QCD, des $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et des $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$ en fonction de \cancel{E}_T .

La modélisation de \cancel{E}_T possède un autre atout par rapport à la méthode des coupures successives : elle est indépendante de la résolution sur \cancel{E}_T . En effet, toujours d'après la figure 4.10 nous voyons que la forme de \cancel{E}_T est très bien reproduite par les simulations dans la région du signal ($\cancel{E}_T > 20$ GeV). Nous n'auront donc pas à priori de biais provenant de la résolution de \cancel{E}_T . En revanche, lorsque nous appliquons des coupures sur \cancel{E}_T et m_T il faut corriger des efficacités correspondantes. Une résolution légèrement différentes entre simulation et données induit un biais sur le nombre de W corrigé. Il faudrait donc estimer une systématique ou bien corriger les simulations. Dans l'analyse W en PbPb (qui utilise ces coupures) la faible statistique (275 W^+ et 264 W^-) n'était pas sensible à ses effets. Cependant avec une statistique 37 fois supérieures à coupures équivalentes, cette systématique devrait être estimée en pPb.



La procédure d'extraction par coupures exigeantes n'est donc pas choisie, au profit d'une modélisation de \cancel{E}_T . Cependant, avec une pureté de signal avoisinant 96 % cette méthode est une référence pour vérifier les résultats que nous obtiendront. Nous savons d'ores-et-déjà que le nombre de W extrait devrait se situer autour de 20 500. Ces coupures exigeantes ont également permis de réaliser toutes les comparaisons données/MC afin de vérifier la pertinence des coupures sur les muons. Le choix de ces coupures exigeantes est un travail personnel (visant à me guider lors de l'élaboration de l'analyse). Il s'est déjà avéré utile et le sera encore lors des vérifications internes des résultats (Cf. 5.1.3).

Synthèse

- 1) La distribution de \cancel{E}_T obtenue à partir des événements pPb est bien reproduite par les simulations du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ au delà de 20 GeV. En dessous, la majorité du bruit de fond QCD et électrofaible est visible. Il s'agit principalement d'événements ayant un muon de haute énergie et une \cancel{E}_T non physique.
- 2) Les coupures $\cancel{E}_T > 20$ GeV et $m_T > 40$ GeV/ c^2 , ajoutées aux critères de sélection du muon, permettent d'obtenir une pureté de signal proche de 96% et $20\,215 \pm 142$ bosons W .
- 3) Les coupures exigeantes ne permettent pas de finaliser la procédure d'extraction avec précision. Cette méthode est utilisée comme référence afin de vérifier les résultats finaux qui sont extraits par la modélisation de \cancel{E}_T . Cette dernière offre l'avantage de pouvoir maîtriser la totalité du bruit de fond et de ne pas dépendre de la résolution de \cancel{E}_T .

4.3 Extraire le nombre de W en modélisant \cancel{E}_T

Le vol se poursuit en se rapprochant toujours plus de l'arrivée. C'est tout naturellement que le message suivant parvient aux passagers: « Ici votre commandant de bord. Nous volons désormais avec 24 387 passagers et nous estimons à 20 500 le nombre de passagers concernés par la suite du vol. Les passagers en provenance de boson Z , processus QCD et W_τ peuvent désormais se faire connaître au personnel de bord qui leur indiquera la démarche à suivre et leurs fourniront un parachute ».

Les nombres de W^+ et W^- sont estimés séparément sur dix intervalles de pseudo-rapidité, ce qui représente donc vingt distributions de \cancel{E}_T (24 387 événements intégrés) à modéliser. Chaque distribution de \cancel{E}_T obtenue dans les données (Cf. 4.12) est constituée de quatre contributions principales et peut donc s'écrire comme :

$$N(\cancel{E}_T) = N_W(\cancel{E}_T) + N_Z(\cancel{E}_T) + N_{W\tau}(\cancel{E}_T) + N_{QCD}(\cancel{E}_T) \quad (4.3)$$

où $N(\cancel{E}_T)$ est le nombre d'événements pour chacune des distributions, N_W le nombre de W dont nous cherchons à estimer l'intégrale sur \cancel{E}_T , N_Z le nombre de processus Z , $N_{W\tau}$ le nombre de processus W_τ et N_{QCD} le nombre de processus QCD.

4.3.1 Modéliser des processus électrofaibles

Des simulations $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$ en collisions pPb ont été produites et soumises aux critères de sélection du muon. Le nombre d'événements obtenus est représentatif de la contamination présente dans les données et les profils de distributions de \cancel{E}_T correspondants sont notées $\mathcal{T}_Z(\cancel{E}_T)$ et $\mathcal{T}_{W\tau}(\cancel{E}_T)$. Pour obtenir N_Z et $N_{W\tau}$ il suffit de normaliser ces profils. La normalisation de référence est la section efficace de production de ces deux processus (σ_Z , $\sigma_{W\tau}$), par rapport à la section efficace de production du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ (σ_W). Dans la suite nous considérerons deux coefficients, $k1$ et $k2$, définis suivant :

$$\begin{cases} k1 = \frac{\sigma_Z}{\sigma_W} \\ k2 = \frac{\sigma_{W\tau}}{\sigma_W} = R_{\tau \rightarrow \mu} \end{cases} \quad (4.4)$$

Le processus $W \rightarrow \tau + \nu_\tau$ possède la même section efficace de production que le signal $W \rightarrow \mu + \nu$. Une fois multiplié par le rapport d'embranchement $\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu = R_{\tau \rightarrow \mu}$, nous obtenons la section efficace totale du processus $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$.

Remarque : La section efficace de production σ_W en collisions pPb est le résultat de cette analyse. Nous ne pouvons donc pas utiliser le rapport k_1 des sections efficaces en collisions pPb. Nous avons donc choisi de prendre le rapport des sections efficaces en collisions pp (k_1') pour W^+ et W^- séparément. Une systématique sera estimée en 6.1 afin de prendre en compte les éventuelles modifications nucléaires (isospin, nPDFs) pouvant exister entre les deux rapports de section efficace.

Les sections efficaces de production correspondent aux nombres d'événements sélectionnés, corrigés des pertes d'efficacité et d'acceptance dues aux coupures utilisées, modulo la luminosité (Cf.3.16). Si l'on note $\mathcal{A}_{Z,W\tau}$ les facteurs d'acceptance et $\epsilon_{Z,W\tau}$ ceux des efficacités, alors nous avons les relations suivantes :

$$\begin{cases} \mathcal{A} \cdot \epsilon = \frac{N^{reco}}{N^{gen}} \\ N_{Z,W\tau}^{cor} = \frac{N_{Z,W\tau}}{\mathcal{A}_{Z,W\tau} \cdot \epsilon_{Z,W\tau}} \\ N_{Z,W\tau}^{cor} = \sigma_{Z,W\tau} \times \mathcal{L} \end{cases} \quad (4.5)$$

N^{reco} est le nombre de muons passant les sélections de l'analyse et N^{gen} celui des muons générés dans les intervalles de pseudo-rapacité considérés.

Les deux dernières relations permettent d'exprimer N_Z et $N_{W\tau}$ selon :

$$\begin{cases} N_Z = \sigma_W \cdot k_1' \cdot \mathcal{A}_Z \cdot \epsilon_Z \cdot \mathcal{T}_Z(\not{E}_T) \times \mathcal{L} \\ N_{W\tau} = \sigma_W \cdot \mathcal{A}_{W\tau} \cdot \epsilon_{W\tau} \cdot \mathcal{T}_{W\tau}(\not{E}_T) \times \mathcal{L} \end{cases} \quad (4.6)$$

Remarque : Lors de la production de la simulation $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$ la désintégration muonique n'était pas exclusive. Le rapport d'embranchement k_2 est donc déjà pris en compte dans le calcul de $\mathcal{A} \cdot \epsilon$.

Les valeurs de $\mathcal{A}_{Z,W\tau} \cdot \epsilon_{Z,W\tau}$ sont exposées dans la table 4.5 pour chacun des dix intervalles de pseudo-rapacité et par charge du muon. Les facteurs correspondent à la fraction de muons reconstruits passant les sélections de l'analyse et contaminant le signal W (le « Z veto » est appliqué).

En tenant compte de l'équation 4.6 l'expression $N(\not{E}_T)$ devient :

$$N(\not{E}_T) = N_W(\not{E}_T) + N_W^{cor} \cdot \{k_1' \cdot \mathcal{A}_Z \cdot \epsilon_Z \cdot \mathcal{T}_Z(\not{E}_T) + \mathcal{A}_{W\tau} \cdot \epsilon_{W\tau} \mathcal{T}_{W\tau}(\not{E}_T)\} + N_{QCD}(\not{E}_T) \quad (4.7)$$

4.3.2 Modéliser le bruit de fond QCD

Si la forme du bruit de fond électrofaible peut être estimée à l'aide de simulations MC, il en va autrement pour le bruit de fond QCD. Aucune simulation ne saurait représenter précisément la complexité des données. Il faudrait de plus générer des

η	[-2,4;-2[[-2;-1,5[[-1,5;-1[[-1;-0,5[[-0,5;0[
$\mathcal{A}_Z^+ \cdot \epsilon_Z^+$	0,234	0,263	0,228	0,181	0,144
$\mathcal{A}_Z^- \cdot \epsilon_Z^-$	0,223	0,247	0,218	0,176	0,137
$\mathcal{A}_{W\tau}^+ \cdot \epsilon_{W\tau}^+$	0,003	0,010	0,012	0,011	0,010
$\mathcal{A}_{W\tau}^- \cdot \epsilon_{W\tau}^-$	0,008	0,012	0,017	0,017	0,015
η	[0;0,5[[0,5;1[[1;1,5[[1,5;2[[2;2,4[
$\mathcal{A}_Z^+ \cdot \epsilon_Z^+$	0,144	0,176	0,205	0,213	0,150
$\mathcal{A}_Z^- \cdot \epsilon_Z^-$	0,137	0,163	0,183	0,205	0,153
$\mathcal{A}_{W\tau}^+ \cdot \epsilon_{W\tau}^+$	0,011	0,010	0,010	0,013	0,011
$\mathcal{A}_{W\tau}^- \cdot \epsilon_{W\tau}^-$	0,010	0,015	0,010	0,010	0,008

TABLE 4.5 – Valeur de la correction $\mathcal{A} \cdot \epsilon$, pour chacun des deux bruits de fond électrofaibles, donnée par intervalle de pseudo-rapidité et charge du muon sélectionné par les critères de l'analyse.

millions d'événements dits « de biais minimum » pour avoir une statistique raisonnable de muons avec $p_T > 25 \text{ GeV}/c$ qui soient isolés. La contribution QCD est donc estimée à partir des données en constituant un lot d'événements enrichis en QCD à l'aide de sélections sur l'isolation des muons. La méthode présentée ci-après a été élaborée spécifiquement pour cette analyse.

Dans les données les événements QCD sont repérés grâce à l'isolation des muons. A l'aide de la figure 4.6 nous savons que les processus électrofaible ont tous une valeur d'isolation bien inférieure à 40% de l'impulsion transverse du muon. Ainsi les événements ayant un muon de bonne qualité, avec $p_T > 25 \text{ GeV}/c$ et dont la variable

d'isolation vaut $\sum_{\Delta R < 0,3} p_T^n > 0,4 \times p_T^\mu$ sont considérés comme des événements QCD cinématiquement similaires à ceux contaminant notre signal. Ces événements sont répartis en quatre intervalles d'isolation : $[0,4;0,5]$, $[0,5;0,6]$, $[0,6;0,7]$, $[0,7;0,8]$ et chacune des distributions de \cancel{E}_T correspondantes est ajustée par la fonction empirique :

$$f(x) = (x + x_0)^\alpha \exp(\beta \sqrt{x + x_0}) \quad (4.8)$$

comme le montre la figure 4.15.

Des trois variables de cette fonction QCD, β est le plus important. Il fixe la décroissance du spectre de \cancel{E}_T est donc la proportion d'événements QCD à plus grande valeur de \cancel{E}_T , contaminant le signal W . Pour chacune des quatre distributions de \cancel{E}_T les paramètres β , α et x_0 sont extraits. Les quatre valeurs de paramètres obtenus (en fonction de l'isolation des muons) sont extrapolées linéairement vers

la région du signal $\sum_{\Delta R < 0,3} p_T^n < 0,1 \times p_T^\mu$. La figure 4.16 représente l'extrapolation des paramètres β , α et x_0 . Nous remarquons que la forme de \cancel{E}_T dépend peut de l'isolation. Un système de trois paramètres correspondant à la région du signal (pris à moitié de l'intervalle $[0;0,1]$) est donc établi :

$$\begin{cases} \beta = -4,40 \pm 0,27 \\ \alpha = 8,22 \pm 0,41 \\ x_0 = 3,96 \pm 0,54 \end{cases} \quad (4.9)$$

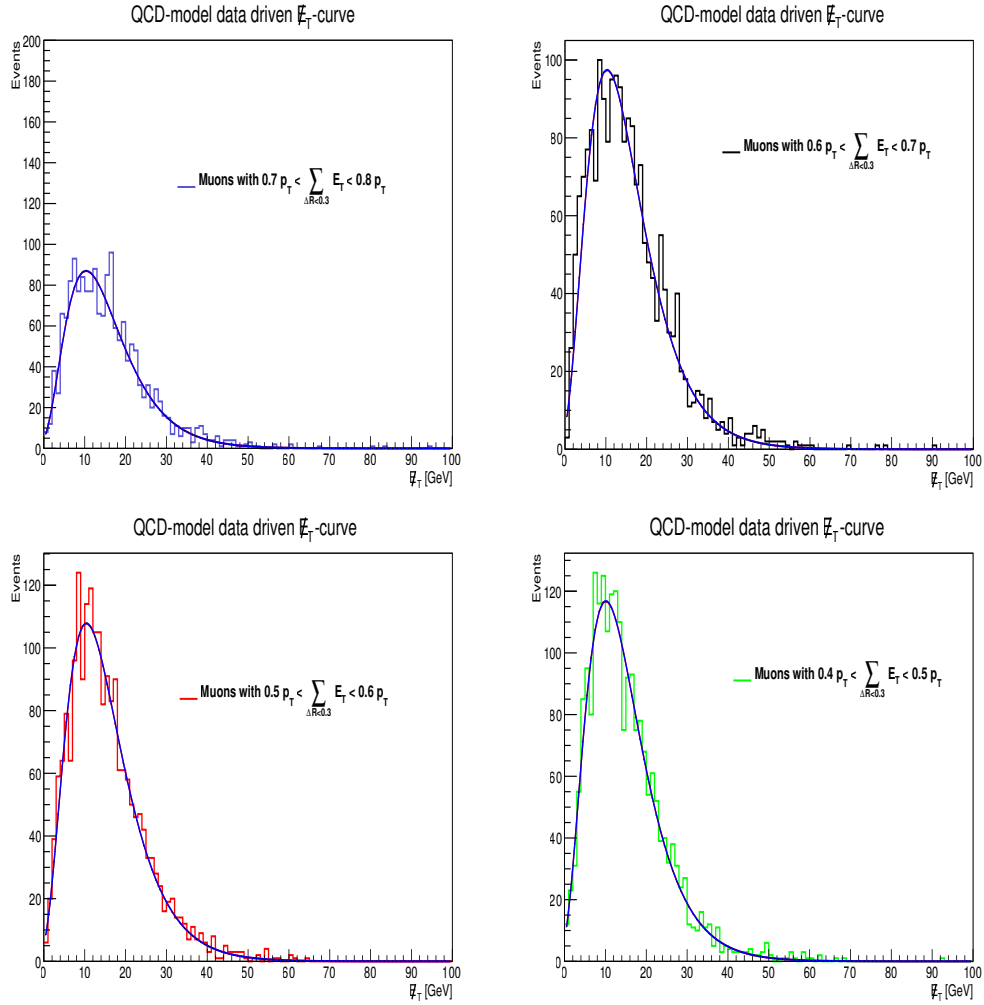


FIGURE 4.15 – Distribution de \cancel{E}_T pour les quatre intervalles d'isolation, de $[0,7;0,8]$ en haut à gauche à $[0,4;0,5]$ en bas à droite. Chaque distribution est ajustée par la fonction 4.8.

Nous obtenons finalement les relations suivantes :

$$\begin{cases} N_{QCD} = \mathcal{F}_{QCD}(\cancel{E}_T) = (x + x_0)^\alpha \exp(-4,77\sqrt{x + x_0}) \\ N(\cancel{E}_T) = N_W + N_W^{cor} \cdot \{k1' \cdot \mathcal{A}_Z \cdot \epsilon_Z \cdot \mathcal{T}_Z(\cancel{E}_T) + \\ \quad \mathcal{A}_{W\tau} \cdot \epsilon_{W\tau} \mathcal{T}_{W\tau}(\cancel{E}_T)\} + \mathcal{F}_{QCD}(\cancel{E}_T) \end{cases} \quad (4.10)$$

Remarque : Lors de l'ajustement sur les données, le paramètre β , peu contraint est fixé à la valeur obtenue par l'extrapolation ci-dessus. Les paramètres α et x_0 sont en revanche laissés libres pour ajuster aux mieux les données à basse \cancel{E}_T . Les valeurs obtenues sont compatibles avec celles de l'extrapolation. Une systématique sur l'estimation du bruit de fond QCD sera établie en 6.1.2, par changement de la fonction QCD utilisée.

4.3.3 Le signal $W \rightarrow \mu + \nu$

La simulation du signal $W \rightarrow \mu + \nu$ fournit le profil \cancel{E}_T du signal, $\mathcal{T}_W(\cancel{E}_T)$. Il est ajouté comme dernière contribution à $N(\cancel{E}_T)$. Dans l'équation 4.10 un seul paramètre reste à exprimer : N_W^{cor} . A l'identique des simulations $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$, un facteur $\mathcal{A}_W \cdot \epsilon_W$ est calculé afin d'exprimer N_W^{cor} en

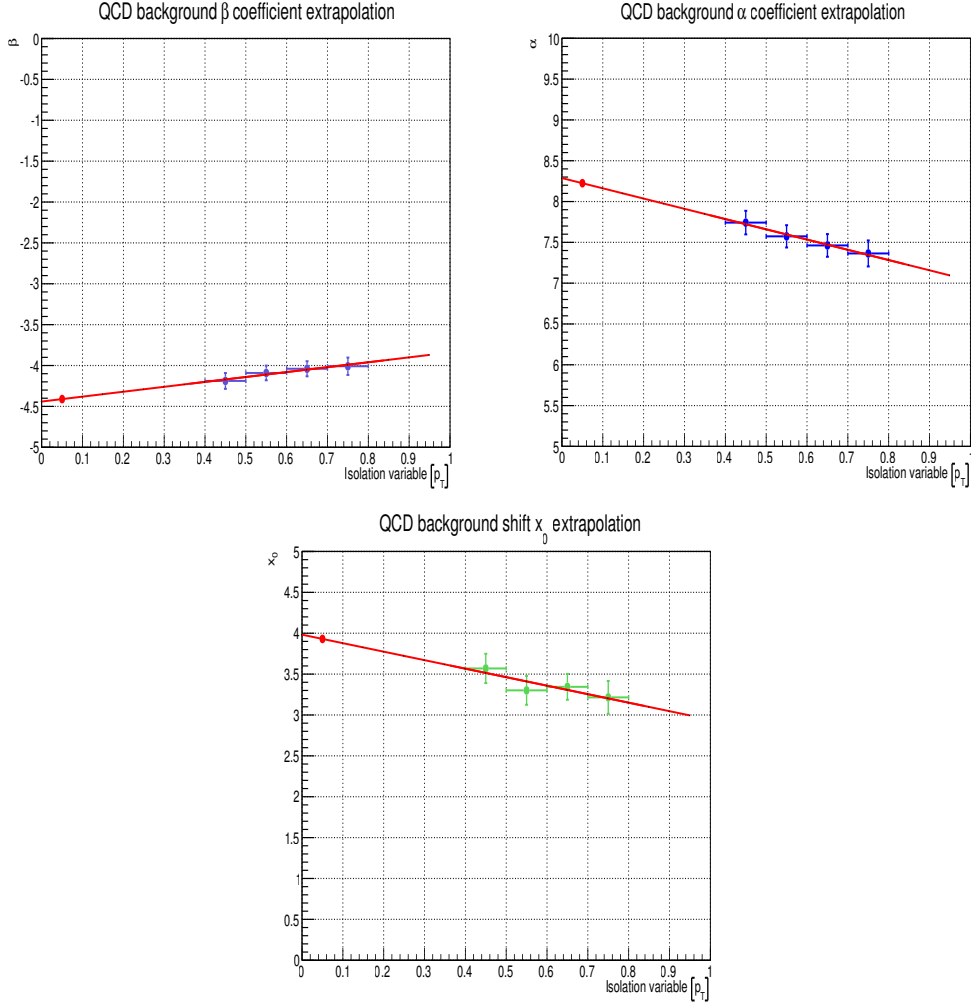


FIGURE 4.16 – Valeur des paramètres β , α et x_0 pour les quatre distributions de \not{E}_T ajustées par la fonction 4.8 et correspondant aux distributions de la figure 4.8. Une extrapolation linéaire permet d’obtenir $\beta = -4,40 \pm 0,27$ pour une variable d’isolation de 0,05 (région du signal).

fonction de N_W ($N_W^{cor} = N_W / \mathcal{A}_W \cdot \epsilon_W$) . L’équation 4.10 devient donc :

$$N(\not{E}_T) = N_W \cdot \{ \mathcal{A}_W \cdot \epsilon_W \cdot \mathcal{T}_W(\not{E}_T) + k1' \cdot \mathcal{A}_Z \cdot \epsilon_Z \cdot \mathcal{T}_Z(\not{E}_T) + \mathcal{A}_{W\tau} \cdot \epsilon_{W\tau} \mathcal{T}_{W\tau}(\not{E}_T) \} + \mathcal{F}_{QCD}(\not{E}_T) \quad (4.11)$$

Les valeurs de $\mathcal{A}_W \cdot \epsilon_W$ par intervalle de pseudo-rapidité et pour les muons des deux charges sont listées dans la table 4.6.

η	$[-2,4;-2[$	$[-2;-1,5[$	$[-1,5;-1[$	$[-1;-0,5[$	$[-0,5;0[$
$\mathcal{A}_W^+ \cdot \epsilon_W^+$	0,445	0,534	0,555	0,569	0,563
$\mathcal{A}_W^- \cdot \epsilon_W^-$	0,451	0,604	0,653	0,673	0,666
η	$[0;0,5[$	$[0,5;1[$	$[1;1,5[$	$[1,5;2[$	$[2;2,4[$
$\mathcal{A}_W^+ \cdot \epsilon_W^+$	0,566	0,605	0,612	0,612	0,455
$\mathcal{A}_W^- \cdot \epsilon_W^-$	0,673	0,678	0,624	0,607	0,406

TABLE 4.6 – Valeur de la correction $\mathcal{A} \cdot \epsilon$ pour le processus $W \rightarrow \mu + \nu$ par intervalle de pseudo-rapidité et charge du muon. L’erreur statistique associée à chaque mesure est de l’ordre de $\pm 0,005$.

Le nombre d'événements dans la distribution de \cancel{E}_T , décrit par la fonction 4.11, permet désormais l'extraction de N_W . Les figures 4.17 et 4.18 représentent la modélisation de $N(\cancel{E}_T)$ pour chacun des intervalles en pseudo-rapidité de μ^+ . Les distributions de \cancel{E}_T sont obtenus pour le proton dirigé vers η négatif.

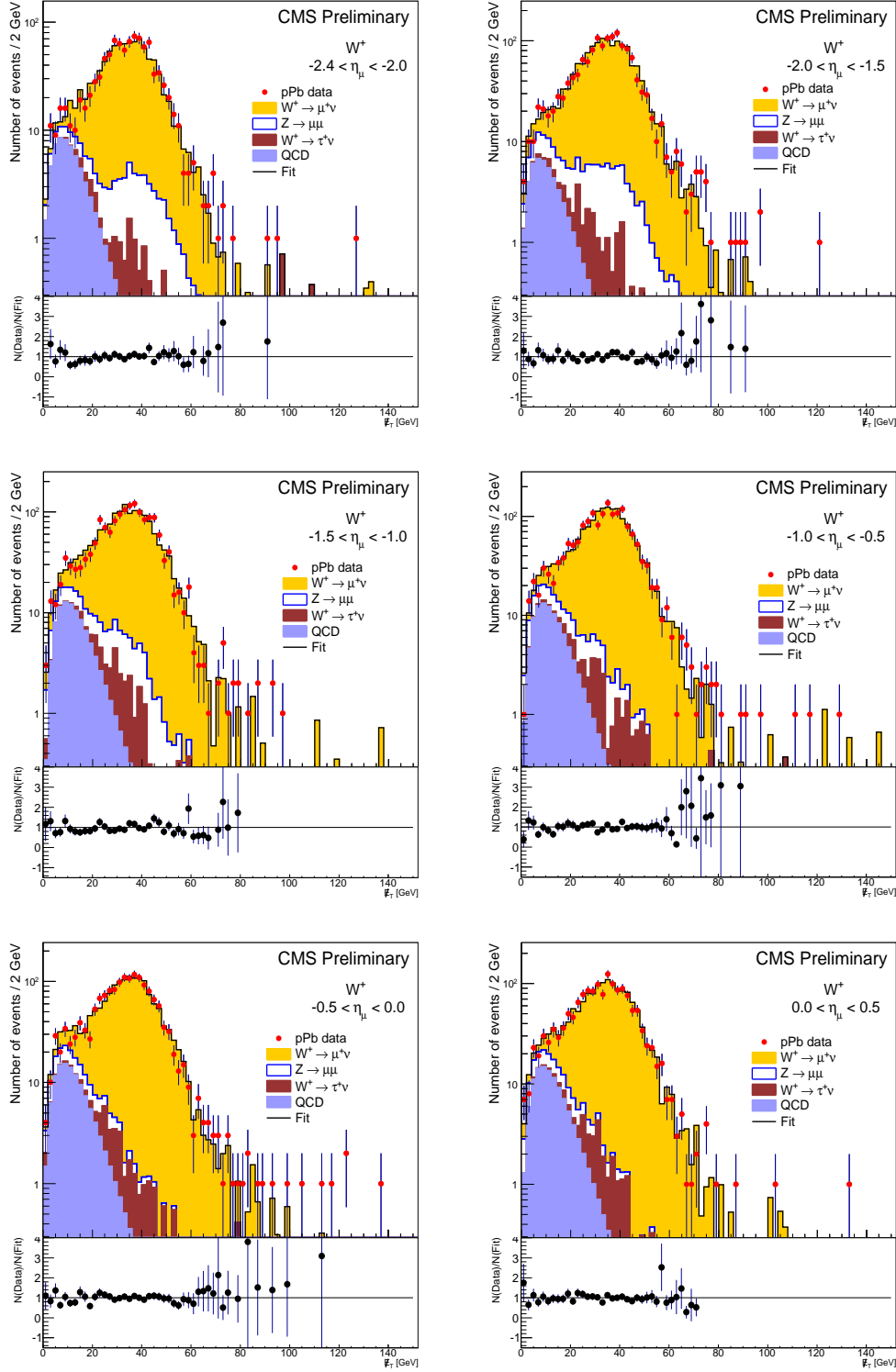


FIGURE 4.17 – Modélisation de \cancel{E}_T décrite par la fonction 4.11 pour les événements sélectionnés par leur μ^+ et $-2,4 < \eta_\mu < 0,5$.

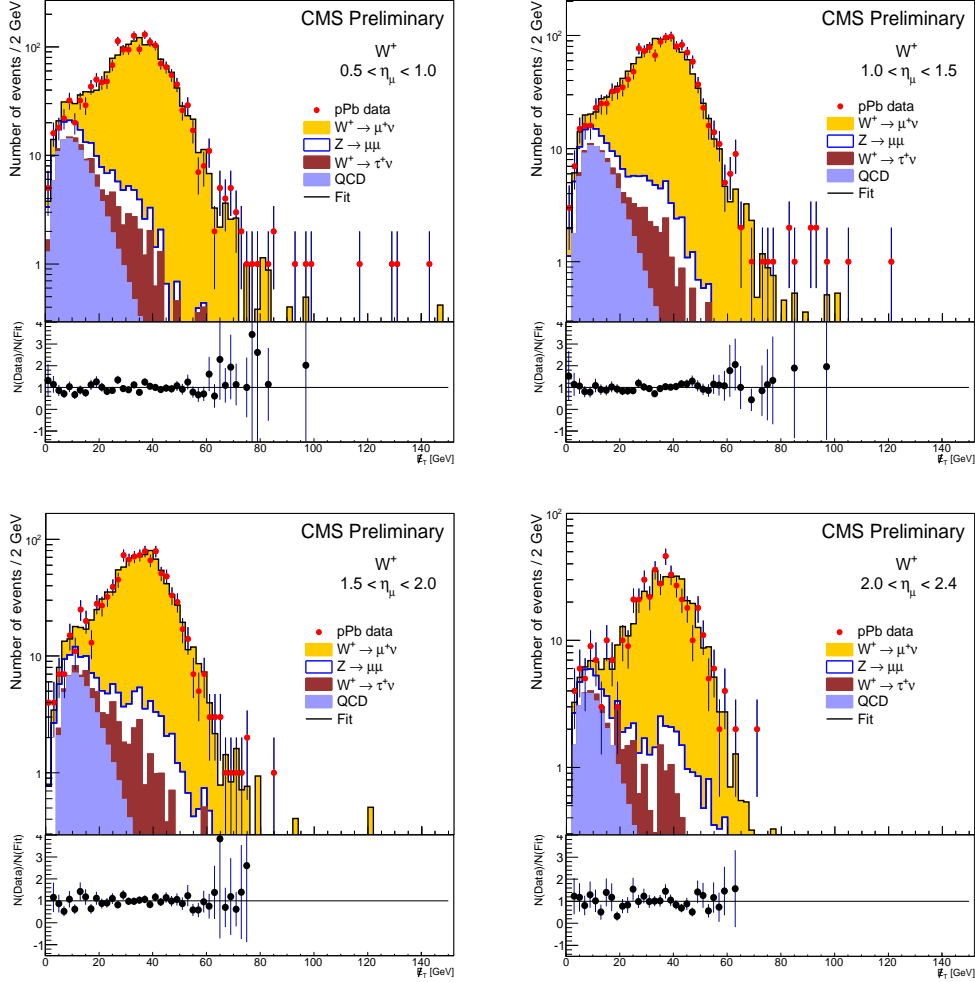


FIGURE 4.18 – Modélisation de \cancel{E}_T décrite par la fonction 4.11 pour les événements sélectionnés par leur μ^+ et $0,5 < \eta_\mu < 2,4$.



Le centre de masse de la collision, et donc les sondes dures peu sensibles à la présence des nucléons du plomb, sont poussées dans la direction du proton, vers $-y$ (en particulier le W^+). Nous constatons bien une augmentation de l'intégrale de $N(\cancel{E}_T)$ pour les μ^+ suivant cette direction. La contribution QCD domine la région de basse \cancel{E}_T en dessous de 20 GeV. Ces constatations sont identiques à celles observées avec la méthode des sélections exigeantes.

La contribution du $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ a des formes différentes selon la position en pseudo-rapidité. Nous observons une contamination Z (histogramme blanc) proche de 40 GeV pour $1,5 < |\eta^\mu| < 2,4$ qui diminue puis disparaît vers $\eta^\mu = 0$. Ceci s'explique par la cinématique de désintégration du Z et la couverture du système à muon qui s'étend uniquement jusque $|\eta| < 2,4$. Creusons un peu ce point en étudiant les corrélations en pseudo-rapidité des deux muons du Z et avec \cancel{E}_T . Pour la suite, nous appellerons « muon 1 » le muon qui sélectionne l'événement en imitant le W et « muon 2 » celui qui ne passe pas les sélections de l'analyse et apparaît dans $N(\cancel{E}_T)$.

La figure 4.19 représente la corrélation en pseudo-rapidité des deux muons du Z (gauche) et la corrélation entre l'énergie transverse manquante et η du second muon du Z qui contamine les distributions de $N(\cancel{E}_T)$ (droite). Notons que le muon 1 a

forcément $|\eta| < 2,4$ puisqu'il sélectionne l'événement. Nous observons que les grande valeurs de \cancel{E}_T correspondent aux muons en dehors de l'acceptance. Ce second muon n'est pas reconstruit par le système à muons et l'algorithme PF ne le connaît pas. Il manque donc une réelle énergie manquante dans ces événements. Cette configuration est favorisée quand le muon qui passe les sélections de l'analyse est lui aussi à grande pseudo-rapidité. Ce cas de figure correspond à la figure 4.17 ($-2,4 < \eta_\mu < -1,5$) et à la figure 4.18 ($1,5 < \eta_\mu < 2,4$). Nous remarquons également qu'il y a plus d'événements présentant une grande \cancel{E}_T pour des valeurs de pseudo-rapidité du muon 2 négative. Cela confirme bien le décalage du centre masse et la poussée des sondes dures dans la direction du proton.

Nous pouvons également commenter la corrélation à basse énergie transverse manquante et à pseudo-rapidité centrale, qui s'accroît vers $\eta = -2,5$, sur la figure 4.19. Le second muon du Z peut apparaître dans l'acceptance mais être rejeté à cause des coupures d'identification tel que l'isolation, $p_T > 15$ GeV/ c et surtout par celle du trigger, en particulier dans les bouchons ($1,2 < |\eta| < 2,4$). Si ces muons sont dans l'acceptance, alors ils sont comptabilisés dans le calcul de \cancel{E}_T et aucune énergie transverse manquante physique n'existe. Le muon peut aussi apparaître en tant que trace chargée dans PF sachant que la limite du trajectographe est $|\eta| = 2,5$. Cette corrélation correspond donc aux événements Z mal identifiés par nos sélections (autre que η) et qui passent entre les mailles du « Z veto ». Ils contaminent toutes les distributions de $N(\cancel{E}_T)$ à basse énergie transverse manquante.

Les modélisations de \cancel{E}_T pour les μ^- sont représentées en figures 4.20 et 4.21. Les remarques sur la forme des bruits de fond QCD et $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ sont équivalentes à celles énoncées précédemment. La table 4.7 expose $N(\cancel{E}_T)$, N_W , N_Z , $N_{W\tau}$ et N_{QCD} obtenus pour chaque intervalle de pseudo-rapidité et par charge du muon. La colonne *Total fit* est le nombre d'événements obtenus en ajustant les quatre contributions selon la fonction 4.11. Le χ^2 est donné dans la dernière colonne et ses valeurs proches de 1 font preuves de la qualité de la modélisation de \cancel{E}_T . La qualité de l'ajustement se voit d'ailleurs en bas de chaque distribution de $N(\cancel{E}_T)$. Nous constatons cependant de légers résidus à très basse \cancel{E}_T mais qui sont sans conséquences sur l'extraction

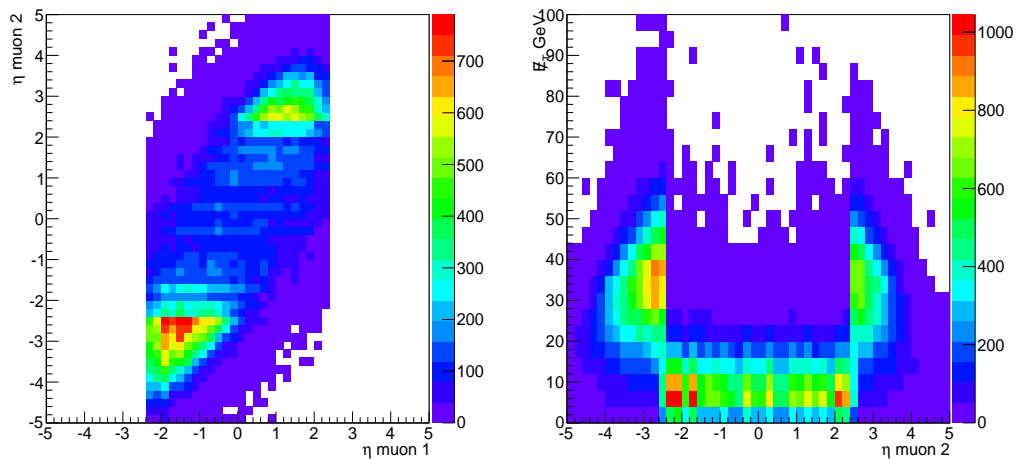


FIGURE 4.19 – Corrélation entre la pseudo-rapidité des deux muons du Z (gauche) et entre \cancel{E}_T et la pseudo-rapidité du muon (muon 2) entrant dans les distributions de $N(\cancel{E}_T)$. Le muon 1 est celui qui passe les sélections W , en particulier $|\eta| < 2,4$.

du signal (qui est au delà de 15 GeV). Le bruit de fond QCD est compatible avec celui des analyses $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pp ($\sim 8\%$).



Dans la table 4.7 figure le nombre de $W \rightarrow \mu + \nu$ extrait pour cette analyse purifié de toutes les contaminations. Au total nous avons identifié $21\,119 \pm 299$ W (l'erreur inscrite ne correspond pas à \sqrt{N} , mais à la somme des erreurs quadratiques du nombre de W extrait pour chaque intervalle de pseudo-rapidité) dont $11\,660 \pm 111$ W^+ et $9\,459 \pm 99$ W^- . Ces résultats sont donc proches de ceux obtenus avec les coupures exigeantes. Cela dit, il faut prendre en compte les corrections en efficacité avant de pouvoir comparer les deux résultats, ce que nous verrons dans la section 5.1.3.

η	$N(\cancel{E}_T)$	Total fit	N_W	N_Z	$W\tau$	N_{QCD}	χ^2/ndf
$[-2, 4, -2, 0]$							
W^+	971	971,9	838 ± 29	$62,0 \pm 2,1$	$13,6 \pm 0,5$	59 ± 24	1,1
W^-	666	667,7	527 ± 23	$71,3 \pm 3,1$	$10,8 \pm 0,5$	59 ± 20	1,8
$[-2, 0, -1, 5]$							
W^+	1463	1463,1	1299 ± 37	$96,5 \pm 2,7$	$21,5 \pm 0,6$	46 ± 19	1,3
W^-	1073	1075,1	863 ± 29	$96,3 \pm 3,3$	$22,6 \pm 0,8$	93 ± 20	1,1
$[-1, 5, -1]$							
W^+	1603	1604,8	1398 ± 38	$89,2 \pm 2,4$	$26,4 \pm 0,7$	92 ± 41	1,8
W^-	1178	1179,9	960 ± 32	$86,3 \pm 2,9$	$26,3 \pm 0,9$	108 ± 19	1,5
$[-1, -0, 5]$							
W^+	1658	1659,6	1461 ± 40	$75,5 \pm 2,0$	$29,6 \pm 0,8$	95 ± 30	2,4
W^-	1217	1222,2	1029 ± 33	$71,2 \pm 2,3$	$27,2 \pm 0,9$	96 ± 23	1,3
$[-0, 5, 0]$							
W^+	1608	1610,8	1412 ± 39	$59,0 \pm 1,6$	$28,5 \pm 0,8$	112 ± 27	1,2
W^-	1280	1282,7	1101 ± 34	$57,6 \pm 1,8$	$23,7 \pm 0,7$	101 ± 17	1,0
$[0, 0, 5]$							
W^+	1525	1527,1	1335 ± 38	$57,0 \pm 1,6$	$27,3 \pm 0,8$	108 ± 43	1,3
W^-	1290	1295,1	1090 ± 35	$56,0 \pm 1,8$	$16,6 \pm 0,5$	134 ± 19	1,4
$[0, 5, 1]$							
W^+	1664	1668,7	1463 ± 39	$71,9 \pm 1,9$	$30,2 \pm 0,8$	103 ± 22	1,4
W^-	1336	1336,4	1159 ± 35	$65,7 \pm 2,0$	$21,5 \pm 0,7$	90 ± 30	2,6
$[1, 1, 5]$							
W^+	1327	1329,4	1162 ± 35	$68,5 \pm 2,1$	$24,1 \pm 0,7$	75 ± 45	1,0
W^-	1291	1292,3	1152 ± 34	$75,1 \pm 2,2$	$15,5 \pm 0,5$	50 ± 22	1,3
$[1, 5, 2, 0]$							
W^+	1012	1013,5	877 ± 30	$60,8 \pm 2,1$	$27,3 \pm 0,9$	49 ± 30	1,2
W^-	1090	1090,3	980 ± 31	$66,0 \pm 2,1$	$12,9 \pm 0,4$	31 ± 28	1,4
$[2, 0, 2, 4]$							
W^+	436	435,8	370 ± 19	$28,6 \pm 1,5$	$12,3 \pm 0,6$	25 ± 19	1,7
W^-	699	703,7	613 ± 25	$38,7 \pm 1,6$	$9,8 \pm 0,4$	42 ± 28	3,7

TABLE 4.7 – Nombre de $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ ainsi que la contamination de chacun des bruits de fond, pour chaque η^μ (dans la configuration $-y$).

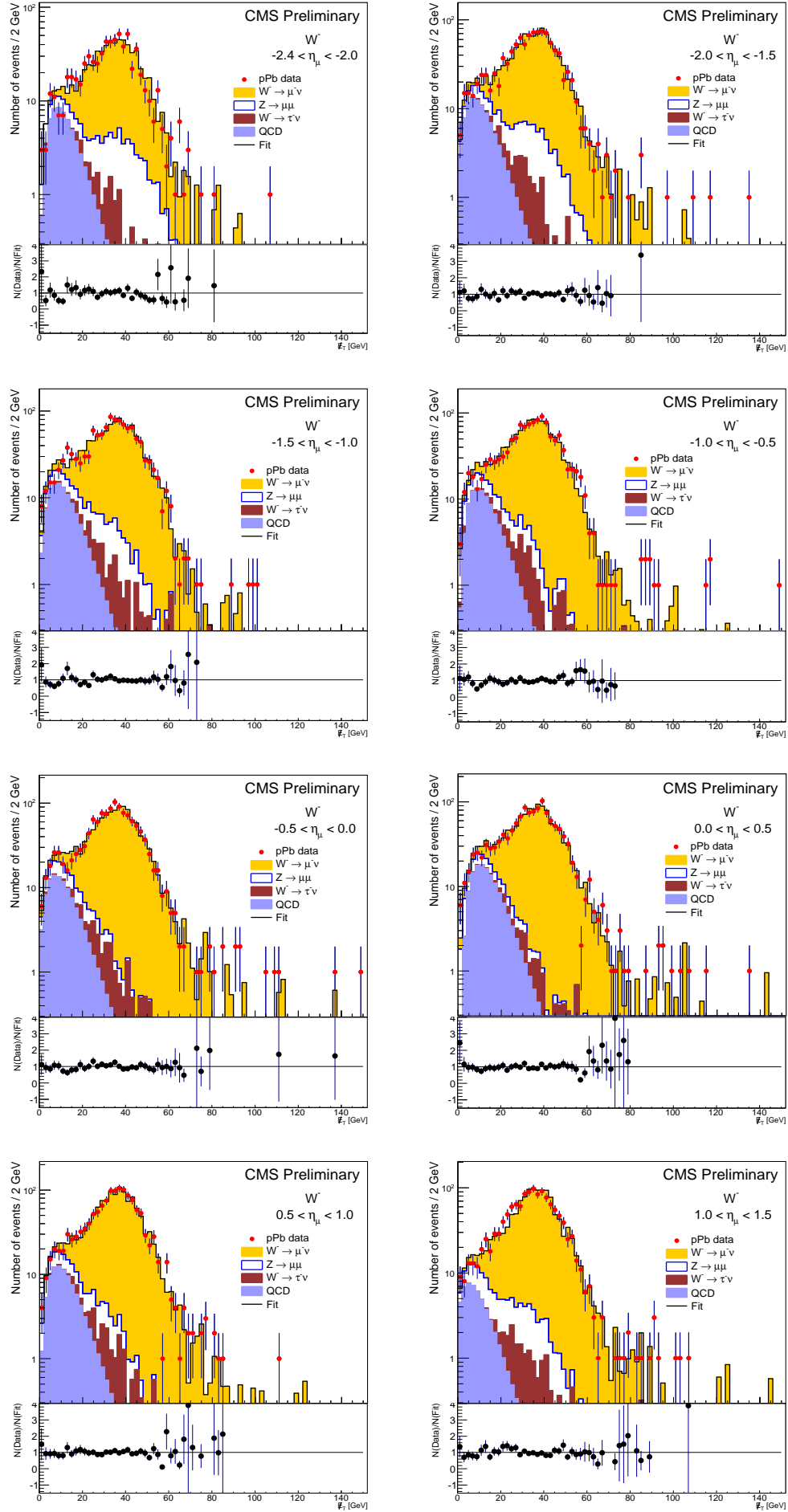


FIGURE 4.20 – Modélisation de \cancel{E}_T décrite par la fonction 4.11 pour les événements sélectionnés par leur μ^- et $-2,4 < \eta_\mu < -0,5$.

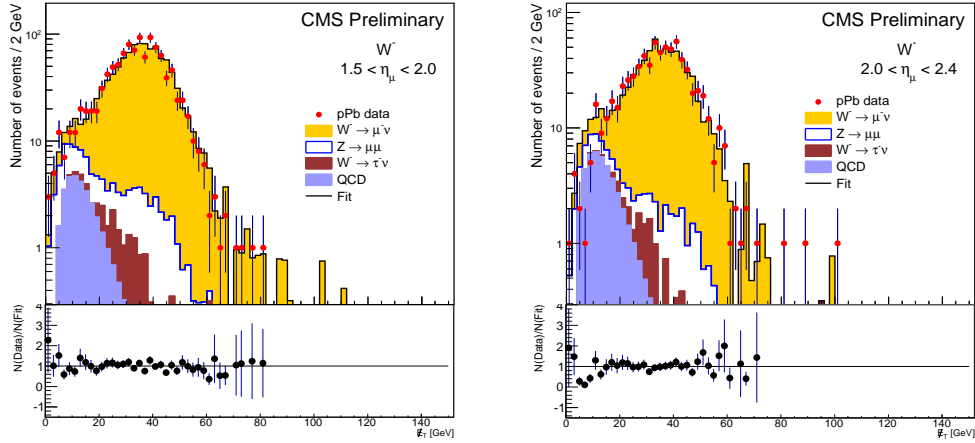


FIGURE 4.21 – Modélisation de \cancel{E}_T décrite par la fonction 4.11 pour les événements sélectionnés par leur μ^- et $-0,5 < \eta_\mu < 2,4$.

Tableau récapitulatif : La sélection des candidats W se poursuit par la modélisation de \cancel{E}_T pour les 24 387 événements sélectionnés, desquels les bruits de fond électrofaibles et QCD sont soustraits. Les nombres de W^- et W^+ extraits pour les dix intervalles de pseudo-rapidité sont inscrits dans la table 4.7.

Variables	Valeurs
$\sigma_{pA} = N^W / \mathcal{L}_{pA}$	$\mathcal{L}_{pA} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$
$N^W = N_1^W / \epsilon_{Filtre}$	$\epsilon_{Filtre} = (96,0 \pm 0,5)\%$
$N_1^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 657\,273$
$N_1^W = N_2^W / (\epsilon_{trigger} \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{id})$	ϵ_{trig} , ϵ_{reco} et ϵ_{id} déterminée en 5.1
$N_2^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 274\,426$
$N_2^W = N_3^W / \epsilon_{Iso}$	ϵ_{Iso} déterminée en 5.1
$N_3^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 24\,387$
$N_3^W = N_{raw}^W$ $= N_{éch} - N_Z - N_{W\tau} - N_{QCD}$	$N_{raw}^{W+} = 11660 \pm 111$ $N_{raw}^{W-} = 9459 \pm 99$

Synthèse

- 1) La contribution du bruit de fond électrofaible au signal $W \rightarrow \mu + \nu$ s'établit à l'aide de simulations MC. Les profils de \cancel{E}_T obtenus sont normalisés par les sections efficaces de production Z et W en collisions pp et corrigés de l'acceptance et de l'efficacité pour chaque intervalle de pseudo-rapidité.
- 2) Le bruit de fond QCD est estimé à partir des données. Un échantillon QCD est construit en inversant la coupure d'isolation et \cancel{E}_T est ajustée par une fonction empirique à l'aide de trois paramètres. Les paramètres sont extrapolés à la région du signal (isolation $< 10\%$ de p_T^μ) pour obtenir la contribution correspondante.

- 3) Le signal $W \rightarrow \mu + \nu$ est simulé et son profil \cancel{E}_T est ajouté aux contributions électrofaibles et QCD afin d'ajuster la distribution de \cancel{E}_T obtenue dans les données. Au total sont identifiés $11\,660 \pm 111$ W^+ et $9\,459 \pm 99$ W^- , répartis chacun en dix intervalles de pseudo-rapidité.

- 5.1 Corriger les pertes de W
- 5.2 Corriger les biais de la simulation $W \rightarrow \mu + \nu$
- 5.3 Vérifications finales

Zone de turbulences

*Si on connaissait avant de partir toutes les difficultés qui nous attendent,
la plupart d'entre-nous n'entreprendraient jamais de grands voyages.*

Dan Rather.

Un vol sans perturbations reste impossible bien que les trajectoires soient de plus en plus maîtrisées et l'appareil de plus en plus perfectionné. Les sélections sur le muon et la modélisation de \mathbb{E}_T ont permis d'extraire 21 119 processus $W \rightarrow \mu + \nu$. Cependant, un certain nombre de passagers ont été perdu dans les turbulences, à savoir les pertes d'efficacité survenant lors de l'utilisation de certaines sélections. Il convient désormais de comprendre et rectifier ces pertes.

5.1 Corriger les pertes de W

Les simulations de vol, la prise en compte de la météorologie, l'expérience du pilote, sont autant de paramètres qui permettent d'anticiper les régions de turbulences pour améliorer la sécurité et le confort des passagers. Les efficacités de sélection sur les passagers de première classe (muons), sont estimées par région de pseudo-rapacité et permettent d'établir un nombre de $W \rightarrow \mu + \nu$ corrigé. La correction d'efficacité se calcule à l'aide des simulations MC du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pPb. La production de ces simulations est décrite en 3.3.

5.1.1 Efficacité en fonction de la direction du proton

Les sélections sur le muon sont réparties en quatre catégories, déjà mentionnées en 4.1.1 :

- les critères de reconstruction pour lesquels une efficacité, ϵ_{reco} , est associée;
- les critères d'identification avec une efficacité ϵ_{Id} ;
- la sélection faite par le trigger avec son efficacité ϵ_{Trig} ;
- la coupure d'isolation, associée à son efficacité ϵ_{Iso} .

L'efficacité résultante, ϵ_{MC} , se définit donc comme :

$$\begin{cases} \epsilon_{MC} = \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{Id} \cdot \epsilon_{Trig} \cdot \epsilon_{Iso} \\ \epsilon_{MC} = \frac{N_{p_T^{\mu} > 25, |\eta^{\mu}| < 2.4, \text{ toutes sélections}}^{reco}}{N_{p_T^{\mu} > 25, |\eta^{\mu}| < 2.4}^{gen}} \end{cases} \quad (5.1)$$

Remarque : Les sélections sur le pseudo-rapacité et l'impulsion transverse du muon sont considérées comme des coupures d'acceptance. Aucune correction en acceptance n'est appliquée pour obtenir les sections efficaces intégrées puisque des effets nucléaires pourraient a priori distordre les distributions en η et p_T . Je rappelle également que la maîtrise de la désintégration du W permet de s'affranchir de ces corrections et de réaliser des comparaisons avec les nPDFs dans les mêmes conditions cinématiques.

La simulation $W \rightarrow \mu + \nu$ est produite dans les deux configurations de prise de données (60% des collisions avec le proton dirigé vers y négatif et 40% vers y positif Cf. 3.3.2) puisqu'il est important de prendre en compte l'exacte condition de détection des données. Ainsi, nous définissons deux efficacités (intégrées en pseudo-rapacité) et pour des muons avec $p_T > 25$ GeV/c :

- $\epsilon_{MC, pPb}$ pour le proton dirigé vers $-y$;
- $\epsilon_{MC, PbP}$ pour le proton dirigé vers $+y$.

Les valeurs d'efficacités obtenues pour W^+ et W^- sont (suivant l'équation 5.1) :

$$\begin{cases} \epsilon_{MC, pPb}(W^+) = (80, 70 \pm 0, 08)\% \\ \epsilon_{MC, PbP}(W^+) = (81, 69 \pm 0, 20)\% \\ \epsilon_{MC, pPb}(W^-) = (80, 62 \pm 0, 09)\% \\ \epsilon_{MC, PbP}(W^-) = (81, 51 \pm 0, 23)\% \end{cases} \quad (5.2)$$

Pour une même charge, les valeurs obtenues dans la configuration PbP sont plus hautes ($\sim 1\%$) que celles obtenues en pPb. Cette différence apparaît lorsque les poids appliqués à chaque événement MC, afin de reproduire les distributions de vertex et centralité des données (Cf. 3.4.1), sont appliqués à la simulation. La table 5.1 détaille les valeurs d'efficacités obtenues sans poids, en tenant compte soit du vertex (seconde ligne) soit de la centralité (troisième ligne) puis finalement avec le vertex et la centralité (quatrième ligne).

Sans la pondération l'erreur statistique est d'environ 0,04 et nous n'observons pas de différence entre les configurations pPb et PbP (première ligne). Une fois la

	W^+		W^-	
	pPb	PbP	pPb	PbP
sans poids	79,99	80,07	80,20	79,87
poids vertex	81,18	81,42	81,15	81,31
poids centralité	79,49	80,33	79,68	80,06
vertex + centralité	80,70	81,69	80,62	81,51

TABLE 5.1 – Valeurs en % des efficacités obtenues pour W^+ et W^- dans les simulations $W \rightarrow \mu + \nu$ et pour les deux configurations de runs.

pondération du vertex prise en compte (seconde ligne), les configurations donnent une différence d'efficacité de $\sim 0,2\%$ pour une erreur de $\sim 0,1\%$ sur l'efficacité. En revanche, l'efficacité augmentent significativement pour une même configuration. La distribution du vertex plus large dans les simulations que les données (Cf. 3.4.1) est responsable de cette perte d'inefficacité (certaines coupures d'identification dépendent de la position du vertex). Sans cette pondération les simulations auraient légèrement sur-estimé le nombre de W corrigé. La troisième ligne de la table 5.1 correspond au calcul de l'efficacité en tenant uniquement compte des poids de la centralité. Les deux configurations montrent une différence de $\sim 1\%$ pour l'efficacité des W^+ et $\sim 0,4\%$ pour les W^- . La légère différence observée entre les simulations pPb et PbP provient donc essentiellement de la distribution en centralité. De légères différences de mesure de multiplicité peuvent exister entre les deux configurations puisque le détecteur n'est pas parfaitement symétrique. La reconstruction, l'isolation et la charge des muons sont sensibles à ces variations à hauteur de 1% en valeur intégrée et des variations plus importantes en fonction de η sont envisageables. Pour cette raison, l'efficacité est donc pondérée selon l'équation suivante :

$$\epsilon_{MC} = \frac{\mathcal{L}_{pPb} \times \epsilon_{MC, pPb} + \mathcal{L}_{PbP} \times \epsilon_{MC, PbP}}{\mathcal{L}_{pPb} + \mathcal{L}_{PbP}} \quad (5.3)$$

afin de reproduire au mieux les conditions de détection et sélection des données. Nous avons $\mathcal{L}_{pPb} = 20,70 \text{ nb}^{-1}$ et $\mathcal{L}_{PbP} = 14,0 \text{ nb}^{-1}$. Les valeurs intégrées des efficacités obtenues sont :

$$\begin{cases} \epsilon_{MC}(W^+) = (81,10 \pm 0,09)\% \\ \epsilon_{MC}(W^-) = (80,98 \pm 0,11)\% \end{cases} \quad (5.4)$$

5.1.2 Efficacité par intervalle de pseudo-rapacité

Pour cette analyse nous souhaitons obtenir les sections efficaces pour dix intervalles de pseudo-rapacité. La seconde partie des données est renversée en η pour extraire la totalité du signal W dans une même configuration pPb. Cela signifie que pour un intervalle donné, 40% des muons sont originellement détectés dans l'intervalle opposé (Cf. 4.2). Or, l'efficacité dépend de la pseudo-rapacité, ne serait-ce que pour les zones mortes. Le détecteur n'est pas nécessairement symétrique de part et d'autre du point d'interaction. Ainsi, pour un intervalle η donné dans la configuration pPb, l'efficacité est pondérée suivant :

$$\epsilon_{MC}(\eta^\mu) = \frac{\mathcal{L}_{pPb} \times \epsilon_{MC, pPb}(+\eta) + \mathcal{L}_{PbP} \times \epsilon_{MC, PbP}(-\eta)}{\mathcal{L}_{pPb} + \mathcal{L}_{PbP}} \quad (5.5)$$

Les efficacités obtenues pour chaque intervalle de pseudo-rapacité sont inscrites dans la table 5.2. Le détail des efficacités $\epsilon_{MC, pPb}(\eta)$ est également présenté en figure 5.1.

Nous remarquons des différences d'efficacité entre les différents intervalles, notamment la baisse d'efficacité dans les intervalles $2 < |\eta| < 2,4$ et dans une moindre mesure $1,5 < |\eta| < 2$, quelque soit la charge et la configuration. Afin d'identifier les sélections responsables, les efficacités obtenues successivement après l'application de chacune des sélections sur le muon des processus $W \rightarrow \mu + \nu$, sont représentées en figure 5.1. La valeur de l'efficacité intégrée est donnée dans la légende. Cette figure se comprend de cette manière :

η^μ	$[-2, 4; -2, 0]$	$[-2, ; -1, 5]$	$[-1, 5; -1]$	$[-1; -0, 5]$	$[-0, 5; 0]$
$\epsilon_{MC, pPb}(\eta^{\mu+})$	59, 19 \pm 0, 80	77, 33 \pm 0, 62	84, 60 \pm 0, 55	88, 58 \pm 0, 5	87, 12 \pm 0, 53
$\epsilon_{MC, pPb}(\eta^{\mu-})$	60, 55 \pm 1, 10	79, 50 \pm 0, 78	83, 87 \pm 0, 71	88, 35 \pm 0, 62	87, 02 \pm 0, 62
$\epsilon_{MC, PbP}(\eta^{\mu+})$	59, 79 \pm 1, 30	78, 41 \pm 0, 74	84, 81 \pm 0, 58	89, 94 \pm 0, 48	88, 61 \pm 0, 50
$\epsilon_{MC, PbP}(\eta^{\mu-})$	61, 61 \pm 1, 00	78, 53 \pm 0, 73	84, 32 \pm 0, 65	90, 13 \pm 0, 52	88, 48 \pm 0, 56
$\epsilon_{MC}(\eta^{\mu+})$	59, 22 \pm 0, 80	79, 05 \pm 0, 59	84, 42 \pm 0, 55	89, 19 \pm 0, 48	87, 51 \pm 0, 52
$\epsilon_{MC}(\eta^{\mu-})$	60, 03 \pm 1, 10	80, 24 \pm 0, 77	83, 81 \pm 0, 70	88, 37 \pm 0, 60	87, 56 \pm 0, 60
η^μ	$[0; 0, 5]$	$[0, 5; 1]$	$[1; 1, 5]$	$[1, 5; 2]$	$[2; 2, 4]$
$\epsilon_{MC, pPb}(\eta^{\mu+})$	86, 92 \pm 0, 55	87, 97 \pm 0, 53	83, 27 \pm 0, 62	82, 08 \pm 0, 73	60, 63 \pm 1, 20
$\epsilon_{MC, pPb}(\eta^{\mu-})$	87, 49 \pm 0, 62	88, 38 \pm 0, 58	81, 67 \pm 0, 71	80, 65 \pm 0, 74	57, 59 \pm 1, 10
$\epsilon_{MC, PbP}(\eta^{\mu+})$	88, 10 \pm 0, 51	90, 10 \pm 0, 47	84, 15 \pm 0, 54	81, 63 \pm 0, 55	59, 26 \pm 1, 10
$\epsilon_{MC, PbP}(\eta^{\mu-})$	88, 36 \pm 0, 58	88, 40 \pm 0, 58	83, 58 \pm 0, 68	81, 35 \pm 0, 75	59, 26 \pm 1, 10
$\epsilon_{MC}(\eta^{\mu+})$	87, 60 \pm 0, 53	88, 72 \pm 0, 51	83, 89 \pm 0, 60	80, 61 \pm 0, 73	60, 30 \pm 1, 24
$\epsilon_{MC}(\eta^{\mu-})$	87, 88 \pm 0, 59	89, 08 \pm 0, 56	82, 73 \pm 0, 69	79, 80 \pm 0, 74	59, 20 \pm 1, 06

TABLE 5.2 – Efficacité (en %) des coupures de sélections appliquées sur les muons des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ par intervalle de pseudo-rapacité. Les muons ont $p_T > 25$ GeV/c. Les efficacités résultant de l'équation 5.5 (en rouge dans la table) sont les efficacités utilisées pour corriger le nombre de W^+ et W^- extrait en table 4.7. En vert un exemple illustre le calcul de $\epsilon_{MC}(\eta^\mu)$ pour les W^+ de l'intervalle $[-2, 4; -2]$. L'efficacité correspondante (59, 22 %) s'obtient par $0,6 \times 59,19 + 0,4 \times 59,26$.

1. Avant d'appliquer les critères de reconstruction, d'identification, d'isolation et de trigger, il faut dans un premier temps s'assurer que le muon généré dans la fenêtre d'acceptance ($p_T > 25$ GeV/c et $|\eta| < 2,4$) soit bel et bien reconstruit dans cette même fenêtre. Cette condition correspond à l'efficacité en vert pomme et son efficacité est très élevée (99,18%). Nous observons que les muons non reconstruits sont localisés aux extrémités du système à muons ($2 < |\eta| < 2,4$).
2. Une fois les coupures d'identification requises (bleu foncé à 96,44%), une baisse d'efficacité apparaît autour de $|\eta| = 1,2$. Cette démarcation correspond à la jonction entre le tonneau et les bouchons. L'efficacité est légèrement plus haute dans le tonneau qui est soumis à moins de bruit de fond et un champ magnétique stable (Cf. 2.2.2).
3. L'ajout des critères de reconstruction (vert foncé à 93,85 %) renforce la différence d'efficacité entre le tonneau et les bouchons. Nous observons également des légères différences entre $+\eta$ et $-\eta$ (en particulier l'intervalle $[-1,5; -1]$ qui semble plus efficace de 2-3% que son homologue à $+\eta$). Probablement à cause d'une zone morte.
4. Une fois le critère d'isolation ajouté, l'efficacité devient 88,75%. Cependant, bien que cette sélection enlève plus de signal que les précédentes, elle ne présente pas de dépendance en η . La forme obtenue (bleue terne) hérite simplement de la forme créée par les précédentes coupures.
5. Pour finir, le critère sur le trigger à 12 GeV/c arrête l'efficacité de sélection sur le muon du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ à 80,67%. Pour $-1 < \eta < 1$, l'efficacité est haute et stable. Dans les bouchons, elle se dégrade avec la pseudo-rapacité pour atteindre sa valeur la plus basse dans les deux intervalles situés aux extrémités du système à muon. La différence de détecteurs et de multiplicité dans les bouchons et les tonneaux est responsable de ces pertes d'efficacité. Nous observons également une légère asymétrie survenant de ce critère du trigger entre les intervalles $[-2; -1]$ et $[1; 2]$.

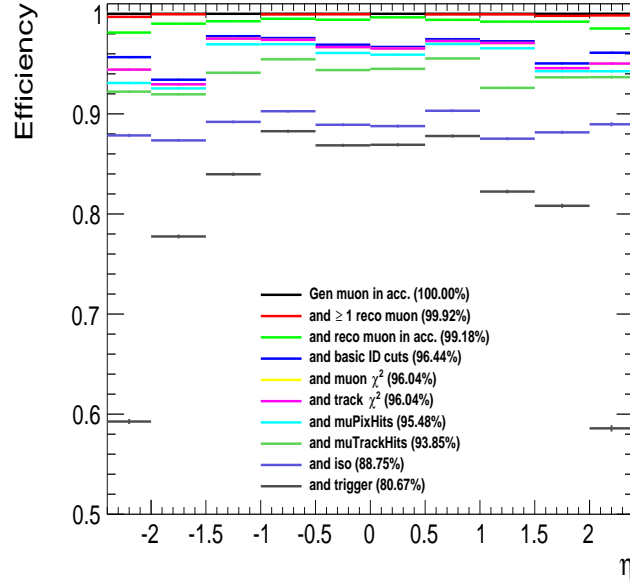


FIGURE 5.1 – Efficacité des coupures de sélection sur les muons du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ en fonction des dix intervalles η^μ choisis pour cette analyse. Les valeurs intégrées figurent dans la légende. La simulation est dans la configuration ayant le proton dirigé vers η négatif. La dernière efficacité intégrée indiquée (80,67 %) correspond à la moyenne pondérée de $\epsilon_{MC, PbPb}(W^+)$ et $\epsilon_{MC, PbPb}(W^-)$ de l'équation 5.2.

La forme de l'efficacité semble représentative du détecteur et des conditions de détection (sauf peut être pour l'isolation). La sélection du muon n'est pas parfaitement symétrique en η et justifie donc de considérer 60% des données dans l'intervalle $+\eta$ choisi et 40% dans l'intervalle opposé.

Remarque : Dans la simulation $W \rightarrow \mu + \nu$ l'efficacité de la coupure d'isolation est indépendante de la pseudo-rapidité. Il faudra donc vérifier que le même comportement est observé dans les données. A première vue, cela semble peu réaliste puisque la multiplicité varie avec η à cause de l'asymétrie de la collision, de la fragmentation du plomb ou de tout autre subtilité due à la complexité de l'environnement.

Pour obtenir le nombre de W corrigés (N^W) il ne suffit pas de corriger les nombres de processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (W_{raw}^+) et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ (W_{raw}^-) de la table 4.7 par les efficacités $\epsilon_{MC}(\eta^\mu)$ correspondantes (table 5.2). Il faut aussi s'assurer que les efficacités estimées reflètent la réalité, dans la limite des incertitudes. Pour s'assurer qu'elles ne sous estiment où ne surestiment pas le nombre de W , chacune d'elles, pour chaque charge et par intervalle de η^μ , est corrigée par un coefficient appelé SF (pour Scale Factor). Ces coefficients seront déterminés en 5.2 :

$$\epsilon_{MC} \rightarrow \epsilon_{MC} \cdot SF \quad (5.6)$$



Le nombre de W corrigé peut donc s'exprimer, en tenant compte de l'efficacité du filtre PU (Cf.3.2.3) et du SF :

$$N^W(\mu^\pm, \eta) = \frac{W_{raw}}{0,96 \cdot \epsilon_{MC} \cdot SF}(\mu^\pm, \eta) \quad (5.7)$$

Tableau récapitulatif : Après la sélection du signal $W \rightarrow \mu + \nu$, le calcul de l'efficacité de sélection du muon est effectué par charge et pour chacun des dix intervalles de pseudo-rapacité (table 5.2). Les lignes marron représentent le cheminement pour obtenir N_1^W en fonction du nombre de W extraits et des efficacités calculées dans ce chapitre.

Variables	Valeurs
$\sigma_{pA} = N^W / \mathcal{L}_{pA}$	$\mathcal{L}_{pA} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$
$N^W = N_1^W / \epsilon_{Filtre}$	$\epsilon_{Filtre} = (96,0 \pm 0,5)\%$
$N_1^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 657\,273$
$N_2^W = N_1^W / (\epsilon_{trigger} \times \epsilon_{reco} \times \epsilon_{id})$	$\epsilon_{trig}, \epsilon_{reco} \text{ et } \epsilon_{id}$
$N_2^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 274\,426$
$N_2^W = N_3^W / \epsilon_{Iso}$	ϵ_{Iso}
$N_3^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 24\,387$
$N_3^W = N_{raw}^W$ $= N_{éch} - N_Z - N_{W\tau} - N_{QCD}$	$N_{raw}^{W^+} = 11660 \pm 111$ $N_{raw}^{W^-} = 9459 \pm 99$
$N_1^W = N_{raw}^W / (\epsilon_{Iso} \cdot \epsilon_{trigger} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{id})$	$\epsilon_{Iso} \cdot \epsilon_{trigger} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{id} = \epsilon_{MC} \cdot SF$
$N_1^W = N_{raw}^W / (\epsilon_{MC} \cdot SF)$	$\epsilon_{MC}(W^+) = (81,10 \pm 0,09)\%$ $\epsilon_{MC}(W^-) = (80,98 \pm 0,11)\%$ SF déterminé en 5.2

5.1.3 Comparaison avec la méthode des sélections « exigeantes »

Avant de calculer les SF est ainsi obtenir les nombres de W corrigés $N^W(\mu^\pm, \eta)$, je vous propose de calculer les efficacités correspondantes à la méthode des coupures « exigeantes ». De cette manière nous pourrions corriger le nombre de W^+ et W^- de la table 4.4, et ainsi obtenir une première comparaison avec les résultats de l'analyse. En effet, nous avons la relation suivante :

$$N_1^W(\mu^\pm, \eta) = \frac{W_{raw}}{\epsilon_{MC} \cdot SF}(\mu^\pm, \eta) \simeq \frac{W_{raw}^{cut}}{\epsilon_{cut} \cdot SF}(\mu^\pm, \eta) \quad (5.8)$$

sachant qu'il reste un peu de bruit de fond dans la méthode des sélections « exigeantes ». Le SF corrige uniquement l'efficacité de sélection sur le muon, il est donc commun aux deux méthodes. Par conséquent, nous pouvons simplement vérifier que :

$$N^{cor}(\mu^\pm, \eta) = \frac{W_{raw}}{\epsilon_{MC}}(\mu^\pm, \eta) \simeq \frac{W_{raw}^{cut}}{\epsilon_{cut}}(\mu^\pm, \eta) = N_{cut}^{cor}(\mu^\pm, \eta) \quad (5.9)$$

Cette démarche qui constituait plutôt un travail personnel au départ (visant à tester la cohérence de nos résultats) s'est finalement imposée comme méthode de vérification de l'analyse (également pour le canal électron).

L'efficacité des sélections « exigeantes » (ϵ_{cut}) diffère des efficacités ϵ_{MC} uniquement par l'ajout des sélections $\not{E}_T > 20 \text{ GeV}$ et $m_T > 40 \text{ GeV}/c^2$. Elle se définit éga-

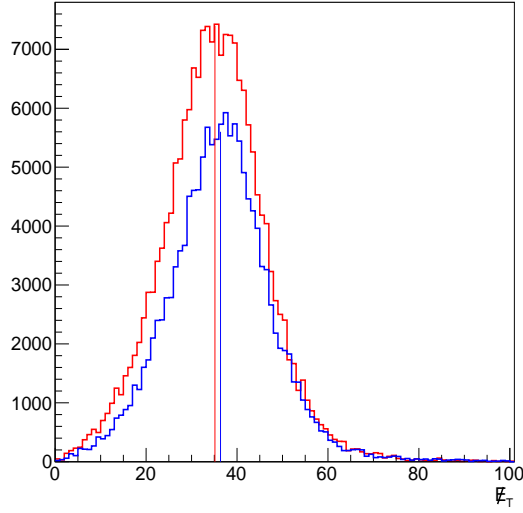


FIGURE 5.2 – Distributions de \cancel{E}_T pour les événements $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (rouge) et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ (bleu). Les moyennes correspondantes sont également tracées respectivement à 35,14 et 36,37 GeV.

lement par l'équation 5.3 avec les efficacités suivantes :

$$\begin{cases} \epsilon_{\text{cut, pPb}}(W^+) = (73,03 \pm 0,13)\% \\ \epsilon_{\text{cut, PbP}}(W^+) = (74,27 \pm 0,25)\% \\ \epsilon_{\text{cut, pPb}}(W^-) = (74,27 \pm 0,15)\% \\ \epsilon_{\text{cut, PbP}}(W^-) = (75,66 \pm 0,26)\% \end{cases} \quad (5.10)$$

qui, une fois moyennées et pondérées, conduisent aux valeurs d' ϵ_{cut} :

$$\begin{cases} \epsilon_{\text{cut}}(W^+) = (73,53 \pm 0,13)\% \\ \epsilon_{\text{cut}}(W^-) = (74,83 \pm 0,14)\% \end{cases} \quad (5.11)$$

Avec les coupures sur \cancel{E}_T et m_T , l'efficacité des processus $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ est plus haute que celle des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$. Cette différence que nous n'observons pas en sélectionnant uniquement le muon (Cf. 5.4), provient de la forme de \cancel{E}_T . En effet, si l'on considère la distribution de \cancel{E}_T des W^- et W^+ simulés, un léger décalage apparaît comme l'atteste la figure 5.2. L'énergie transverse manquante des W^+ ($\langle \cancel{E}_T(W^+) \rangle = 35,14$ GeV en rouge) est en moyenne un peu plus basse que celle des W^- ($\langle \cancel{E}_T(W^-) \rangle = 36,37$ GeV en bleu). Plus la coupure sur \cancel{E}_T est élevée (jusque 35 GeV), plus elle rejette de W^+ comparés aux W^- , ce qui se traduit par une efficacité plus haute pour les W^- . Ce décalage est également observé dans les données, ce n'est pas un biais de la simulation. En fait, il s'agit d'un biais de mesure jouant sur la résolution de \cancel{E}_T puisque les W^- se trouvent en grand nombre dans la région de fragmentation du plomb.

Les efficacités sont calculées pour les dix intervalles en pseudo-rapidité ($\epsilon_{\text{cut}}(\eta)$), selon l'équation 5.5. Les valeurs obtenues figurent dans la table 5.3 qui contient également le nombre de W corrigé pour cette méthode, $N_{\text{cut}}^{\text{cor}}$. Il est comparé au nombre de W corrigé de l'analyse (N^{cor} obtenu en divisant les W extraits de la table 4.7 par les efficacités $\epsilon_{\text{MC}}(\eta)$ de la table 5.2) et leurs valeurs sont comparées

η	$[-2,4;-2[$	$[-2;-1,5[$	$[-1,5;-1[$	$[-1;-0,5[$	$[-0,5;0[$
$\epsilon_{\text{cut}}(W^+)$	$53,51 \pm 0,98$	$71,38 \pm 0,76$	$75,28 \pm 0,73$	$79,46 \pm 0,62$	$78,56 \pm 0,63$
$N_{\text{cut}}^{\text{cor}}(W^+)$	1549 ± 63	1743 ± 46	1768 ± 51	1730 ± 48	1712 ± 49
$N^{\text{cor}}(W^+)$	1415 ± 53	1643 ± 48	1656 ± 46	1638 ± 46	1614 ± 46
η	$[0;0,5[$	$[0,5;1[$	$[1;1,5[$	$[1,5;2[$	$[2;2,4[$
$\epsilon_{\text{cut}}(W^+)$	$78,66 \pm 0,65$	$79,63 \pm 0,58$	$75,83 \pm 0,77$	$74,25 \pm 0,84$	$56,79 \pm 1,31$
$N_{\text{cut}}^{\text{cor}}(W^+)$	1574 ± 49	1722 ± 46	1476 ± 46	1173 ± 42	664 ± 37
$N^{\text{cor}}(W^+)$	1524 ± 44	1649 ± 45	1385 ± 43	1088 ± 40	614 ± 34
$\epsilon_{\text{cut}}(W^-)$	$55,43 \pm 1,25$	$74,05 \pm 0,85$	$76,53 \pm 0,78$	$81,32 \pm 0,68$	$80,54 \pm 0,69$
$N_{\text{cut}}^{\text{cor}}(W^-)$	967 ± 47	1194 ± 43	1217 ± 42	1216 ± 41	1325 ± 41
$N^{\text{cor}}(W^-)$	878 ± 43	1075 ± 38	1145 ± 39	1165 ± 38	1257 ± 40

TABLE 5.3 – Efficacités des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ correspondant aux sélections « exigeantes ». Le nombre de W corrigé obtenu ($N_{\text{cut}}^{\text{cor}}$) est comparé à celui de l'analyse N^{cor} selon l'équation 5.9.

en figure 5.3. Pour tous les intervalles, nous observons que $N_{\text{cut}}^{\text{cor}} > N^{\text{cor}}$. Cela est attendu puisque dans la méthode des sélections « exigeantes », il reste une légère contamination des bruits de fond QCD, $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et $W \rightarrow \tau + \nu_\tau \rightarrow \mu + \nu_\mu$. Dans le chapitre précédent, nous avons estimé la bruit de fond restant à $\sim 4\%$ (intégré en pseudo-rapacité sachant que l'on s'attend à des fluctuations en pseudo-rapacité et par charge selon la table 4.7.) en utilisant les mesures du W en collisions pp.

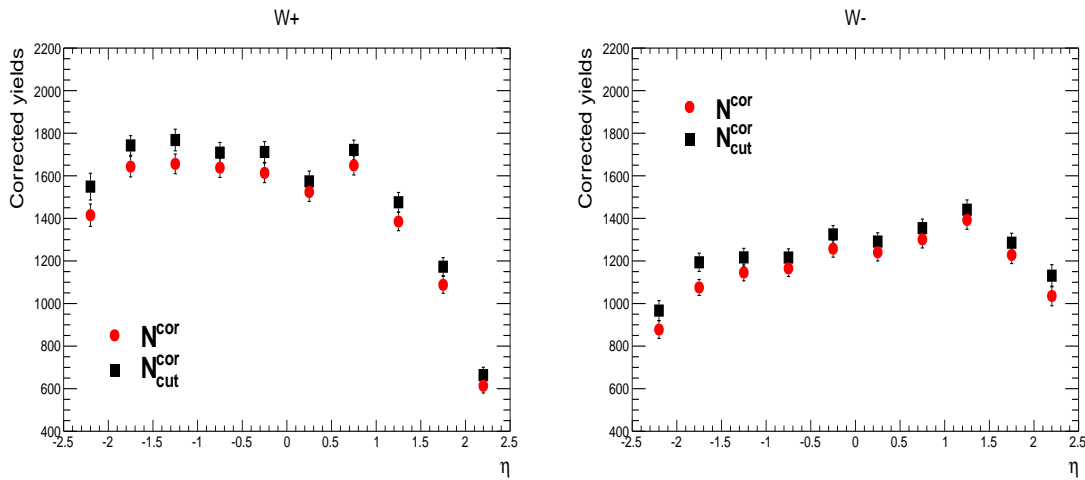


FIGURE 5.3 – Comparaisons entre les nombres de W corrigés $N_{\text{cut}}^{\text{cor}}$ (carrés) et N^{cor} (ronds) en fonction de η pour $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (haut) et $W^- \rightarrow \mu^- + \nu$ (bas). Les erreurs représentées sont les incertitudes statistiques (corrélées).



La différence observée entre les deux nombres de W corrigés (N_{cut}^{cor} et N^{cor}), varie de 2 à 9% en fonction de la pseudo-rapacité. Les incertitudes statistiques sur les nombres de W corrigés (N_{cut}^{cor} et N^{cor}) sont corrélées. Il faut donc considérer une incertitude statistique proche de 3% (il s'agit de l'erreur statistique sur un seul des nombres corrigés, N^{cor} , et non pas l'erreur sur $N^{cor} + N_{cut}^{cor}$, puisqu'ils sont corrélés) et un bruit de fond résiduel ($\sim 4\%$ en intégré mais qui varie avec η). Sachant qu'aucune incertitude systématique n'est pour l'instant assignée (les systématiques seront abordées en 6.1), nous pouvons donc considérer que $N^{cor} \simeq N_{cut}^{cor}$. Cette vérification permet de conforter les résultats obtenus avec la méthode de modélisation de \not{E}_T .

Synthèse

- 1) Les efficacités de sélection du muon sont déterminées par charge et pour chacune des deux configurations (proton vers $-y$ et proton vers $+y$). L'efficacité résultante est pondérée par la luminosité des données correspondant à chacune des deux configurations.
- 2) Les efficacités sont calculées par intervalle de pseudo-rapacité. Il faut maintenant prendre en compte que la deuxième partie des données est renversée en η afin d'obtenir un lot de données homogènes. Les efficacités tiennent compte que 40 % des muons sont détectés dans l'intervalle de pseudo-rapacité opposé et produits dans la configuration pPb.
- 3) Afin de valider la méthode d'extraction par la modélisation de \not{E}_T , le nombre de W corrigés correspondant (N^{cor}) est comparé au nombre de W corrigé obtenu par la méthode des sélections « exigeantes » (N_{cut}^{cor}). Les résultats sont compatibles.

5.2 Corriger les biais de la simulation $W \rightarrow \mu + \nu$

« Ici votre commandant de bord. Nous entamons la descente et devrions atteindre notre destination avec quelques minutes de retard, dues aux turbulences rencontrées pendant ce vol. » Nous entamons la dernière phase du vol, les derniers préparatifs à l'approche de l'atterrissage. La méthode d'extraction par la modélisation de \not{E}_T a été validée. La dernière étape de cette analyse est de s'assurer que les efficacités calculées sont réalistes, que le nombre de W corrigé ne soit ni sous-estimé ni surestimé.

5.2.1 Méthode du tag et de la probe (TnP)

Les événements Z , qui sont cinématiquement très proches des W , sont utilisés pour valider les corrections d'efficacités. Il s'agit de la méthode dite *du tag et de la probe*¹. Cette méthode repose sur un signal composé de deux produits de désintégrations détectables afin de pouvoir utiliser l'un des deux comme *tag* et l'autre comme *probe*. Pour des régions de masse plus petite, c'est le signal $J/\psi \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ qui est utilisé.

1. De l'étiquette et de la sonde.

Dans un premier temps, le muon *tag* doit passer tous les critères de sélection afin d'augmenter la probabilité que l'événement regardé soit bien du signal. L'événement doit également contenir un autre muon, la *probe*, et leur masse invariante doit être compatible avec celle du signal cherché, dans notre cas entre 60-120 GeV/ c^2 . Les paires de muons satisfaisant ces critères constituent l'ensemble total (N^{Total}) sur lequel les efficacités sont calculées. Les deux muons peuvent endosser le rôle du *tag*. En effet, pour des muons de très bonne qualité les rôles du *tag* et de la *probe* sont interchangeables. Chaque événement peut donc compté deux fois dans N^{Total} puisque les efficacités sont calculées par muon. Trois ensembles de paires de muons sont formés :

- Le premier contient toutes les paires *tag and probe* (N^{Total}).
- Le second contient uniquement les paires dont la *probe* passe les critères dont on veut mesurer l'efficacité. Elles sont dites *passing probe* ($N^{passing}$).
- Le dernier est composé des paires dont la *probe* ne satisfait pas l'une des sélections demandées et sont qualifiées de *failing probe* ($N^{failing}$). Nous avons la relation suivante : $N^{passing} = N^{Total} - N^{failing}$.

L'efficacité des sélections demandées sur la *probe* est obtenue comme suit :

$$\epsilon_{TnP} = \frac{N^{passing}}{N^{Total}} = 1 - \frac{N^{failing}}{N^{Total}} \quad (5.12)$$

$N^{passing}$, $N^{failing}$ et N^{Total} sont estimés à partir de la distribution de la masse invariante des dimuons reconstruits, obtenue pour chacun des trois ensembles. L'une des possibilités est de compter le nombre de paires entre 60 et 120 GeV/ c^2 . Pour un processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ cette méthode est fiable car peu de bruit de fond se trouve dans cette intervalle de masse. Cela dit, un ajustement de la distribution pour soustraire le bruit de fond (en particulier dans les *failing probe*) est plus rigoureux.

Remarque : Les efficacités obtenues par ajustement de la masse invariante peuvent être vérifiées avec les efficacités extraites en comptant les paires $N^{passing}$, $N^{failing}$ et N^{Total} . La différence obtenue pourrait être prise comme systématique. Cela dit, notre statistique ne permet pas d'observer de différence significative. Par conséquent l'incertitude systématique sur ϵ_{TnP} sera estimée différemment (Cf. 6.1).

Pour cette analyse, la distribution de la masse invariante des bosons $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ est ajustée par une fonction dite *voigtian*. La voigtian est la convolution d'une gaussienne et d'une lorentzienne :

$$V(x, \sigma, \gamma) = G(x, \sigma) \cdot L(x, \gamma) \quad (5.13)$$

où x est la moyenne de la distribution, proche de 91,2 GeV/ c^2 dans le cas d'une résonance de boson Z . $G(x, \sigma)$ est le profil gaussien, avec σ la largeur à mi-hauteur. $L(x, \gamma)$ est le profil de Lorentz centré en x , équivalent à une distribution de Cauchy². Elle permet de prendre en compte des queues de distribution différentes de celle d'une gaussienne. La gaussienne englobe la forme générale du pic de résonance centré à 91,2 GeV/ c^2 , et la lorentzienne peaufine les formes plus atypiques des queues de

2. Une distribution de Cauchy se caractérise par une fonction de probabilité équivalente à $\frac{1}{\pi\gamma(1+(x/\gamma)^2)}$ [121].

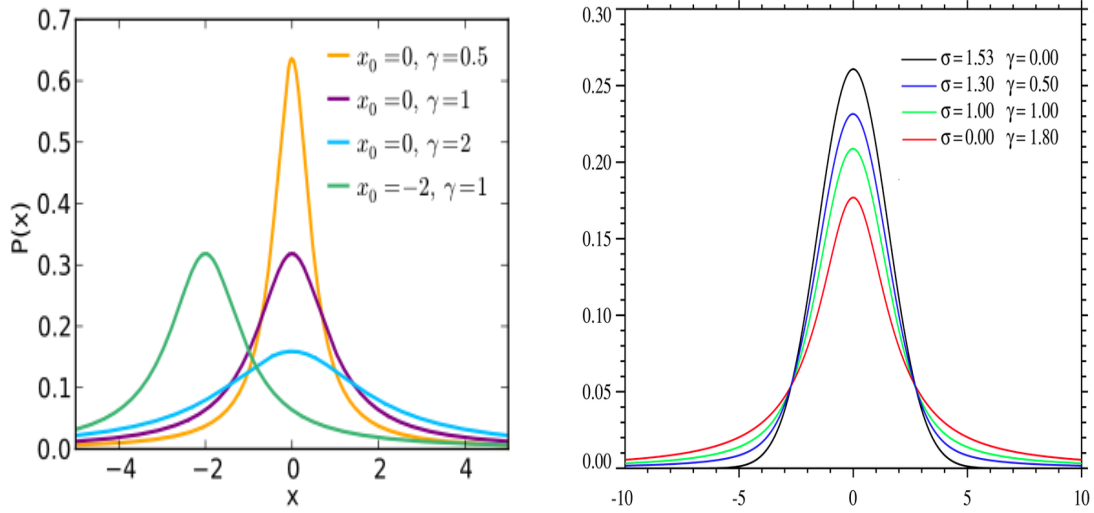


FIGURE 5.4 – À gauche, distributions de profils de Lorentz centré en x_0 , pour différentes valeurs de γ et x_0 en vert. À droite, profils de voigtian centré en $x = 0$, pour différentes valeurs de σ et γ . Le profil rouge correspond à une distribution de voigtian pour laquelle la contribution de la gaussienne atteint sa limite ($\sigma = 0$). Le profil noir correspond à la limite de la distribution de Lorentz ($\gamma = 0$), [122].

distributions observées. À gauche de la figure 5.4, des exemples de distribution de Lorentz sont représentés pour différentes valeurs de γ (dans cet exemple $x = 0$). À droite, les différents profils correspondent à des Voigtian (centré en $x = 0$) pour différentes valeurs de σ et γ .

Vingt spectres (en fonction de la charge et des dix intervalles du η de la *probe*) de masse invariante sont construits pour chacun des 3 ensembles : *passing*, *failing* et *total*. Chacune des distributions est ajustée par une voigtian (entre 40 et 130 GeV/c^2) pour le signal. Le bruit de fond est lui modélisé par une distribution suivant une exponentielle décroissante. Le bruit de fond présent sous la voigtian est soustrait et l'intégrale obtenue entre 60 et 120 GeV/c^3 correspond aux valeurs N^{passing} , N^{failing} et N^{Total} , pour chacune des vingt distributions. Cette procédure est effectuée à la fois dans les simulations et dans les données afin de confronter les résultats et obtenir les SF, qui se définissent comme :

$$SF(\mu^\pm, \eta) = \frac{\epsilon_{TnP}^{\text{données}}}{\epsilon_{TnP}^{\text{MC}}}(\mu^\pm, \eta) \quad (5.14)$$

Les efficacités $\epsilon_{TnP}^{\text{données}}$ et $\epsilon_{TnP}^{\text{MC}}$ s'obtiennent par l'équation 5.12. Elles correspondent aux mêmes sélections sur le muon que celle de l'analyse : critères de reconstruction, identification, trigger et isolation.

Ces quatre types de sélections sont différents les uns des autres et pour identifier d'éventuels biais dans les simulations il faut les traiter séparément :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP} = \epsilon_{TnP}^{\text{reco}} \cdot \epsilon_{TnP}^{\text{Id}} \cdot \epsilon_{TnP}^{\text{Trig}} \cdot \epsilon_{TnP}^{\text{Iso}} \\ SF = SF^{\text{reco}} \cdot SF^{\text{Id}} \cdot SF^{\text{Trig}} \cdot SF^{\text{Iso}} \end{cases} \quad (5.15)$$

Pour chacune des efficacités $\epsilon_{TnP}^{\text{reco}}$, $\epsilon_{TnP}^{\text{Id}}$, $\epsilon_{TnP}^{\text{Trig}}$ et $\epsilon_{TnP}^{\text{Iso}}$ les définitions de la *probe* changent et donc les nombres de *passing*, *failing* et *total* aussi. Cependant, la réunion

des quatre types de *probe* doit impérativement n'avoir aucun recouvrement et aucune sélection de l'analyse ne doit rester non vérifiée.

Remarque : La méthode TnP n'a pas été élaborée pour cette analyse. En effet, elle a déjà fait ses preuves dans la plupart des analyses pp et pour les analyses du Z en collisions PbPb. Il y a même un sous-groupe de CMS chargé d'établir SF^{reco} , SF^{Id} , SF^{Trig} et SF^{Iso} pour l'ensemble des analyses pp utilisant les sélections sur le muon (la même chose est faite pour les électrons). Cela dit, pour notre analyse pPb, pionnière dans la sélection des muons de haute énergie en collisions pPb, nous avons préféré calculer les SF nous-même et ceci pour deux raisons : l'isolation en pPb est différente de celle en pp et les intervalles de pseudo-rapacité pour lesquels il existe des SF ne correspondent pas à ceux de notre analyse. Les efficacités TnP détaillées ci-après ont été spécifiquement pensées pour cette analyse et constituent l'une de mes plus grosses contributions.

5.2.2 Reconstruction

Pour estimer ϵ_{TnP}^{reco} , les événements sélectionnés ont un muon *tag* satisfaisant les conditions suivantes :

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2,4$ et $p_T > 15$ GeV/ c ,
- **Sélection** : tous les critères de la table 4.1 + Isolation.

Pour être qualifié de *probe*, le second muon de l'événement doit passer les critères suivants :

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2,4$ et $p_T > 25$ GeV/ c ,
- **Sélection** : le muon doit être *StandAlone* (Cf. 4.1) et avoir $N_{chambers} > 0$. Ces muons doivent également être isolés.

Le *tag* et la *probe* ainsi définis, constituent l'ensemble *total* qui va donc servir pour le calcul de ϵ_{TnP}^{reco} .

Derrière ces définitions se cache l'idée d'estimer à partir des segments de muons, la présence et la qualité de la trace laissée dans le trajectographe associée au segment. La *probe* sera qualifiée de *passing* si sa trace dans le trajectographe satisfait les trois sélections de reconstruction suivantes :

- $N_{Impact} > 10$;
- $N_{pixel} > 0$;
- $\chi^2 < 4$.

Si la *probe* réfute l'une de ces trois caractéristiques, dans ce cas elle est considérée comme *failing* et la masse du dimuon reconstruite remplit l'histogramme correspondant.

Remarque : Le muon *tag* a une coupure en impulsion transverse plus petite que la *probe* puisque son rôle consiste uniquement à sélectionner le plus grand nombre d'événements Z . La *probe*, elle, doit être identique aux muons d'un W et donc subir les mêmes sélections.

La figure 5.5 représente les distributions de masse des bosons Z , reconstruits pour un *tag* et une *passing probe* à gauche, puis pour un *tag* et une *failing probe* à droite. Les distributions sont intégrées en pseudo-rapacité et charge et correspondent à la totalité des données (mais les efficacités sont également calculées séparément

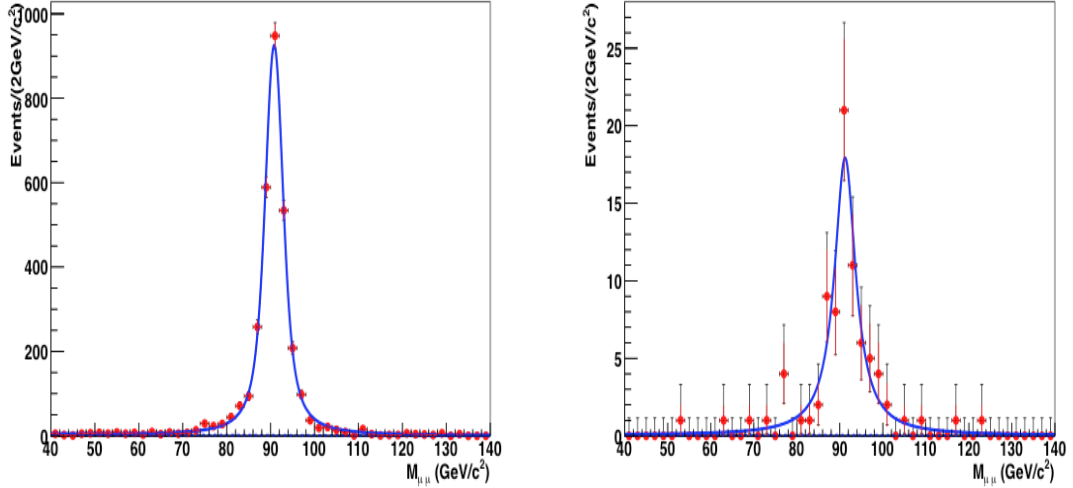


FIGURE 5.5 – Masse invariante obtenue des paires *passing probe* (gauche) et des paires *failing probe* (droite), pour les critères de reconstruction. Les deux distributions sont intégrées en charge et pseudo-rapidité. Les données pPb (rouge) sont ajusté par une voigtian (ligne bleue) représentant le signal $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et le bruit de fond (pointillé bleu) quasiment inexistant est représenté par une exponentielle décroissante.

pour les configurations pPb et Ppb pour vérifier la cohérence de l’ajustement). Les valeurs $N^{passing}$ et $N^{failing}$ extraites de ses ajustements permettent de calculer ϵ_{TnP}^{reco} (données).

Les valeurs intégrées en charge et pseudo-rapidité de ϵ_{TnP}^{reco} , pour les deux configurations puis pondérées par la luminosité sont pour les données :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{reco}(pPb) = (97,34 \pm 0,37)\% \\ \epsilon_{TnP}^{reco}(Pbp) = (98,18 \pm 0,39)\% \\ \epsilon_{TnP}^{reco}(données) = (97,68 \pm 0,42)\% \end{cases} \quad (5.16)$$

et pour les simulations :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{reco}(pPb) = (97,92 \pm 0,02)\% \\ \epsilon_{TnP}^{reco}(Pbp) = (98,07 \pm 0,06)\% \\ \epsilon_{TnP}^{reco}(MC) = (97,98 \pm 0,04)\% \end{cases} \quad (5.17)$$

La faible statistique de la distribution des *failing probe* de la figure 5.5, laissait présager cette grande efficacité de reconstruction. Les trois critères de reconstruction de la trace sont indépendant d’un muon à l’autre et la sélection du *tag* ne biaise pas cette efficacité. Au regard de l’erreur statistique de l’efficacité ϵ_{TnP}^{reco} mesurée dans les données, elle est compatible avec la valeur obtenue dans les simulations. Le SF obtenu selon l’équation 5.14 est donc compatible avec 1 :

$$SF^{reco} = \frac{97,68}{97,98} = 0,997 \pm 0,004 \quad (5.18)$$

La valeur intégrée nous guide dans l’analyse des SF^{reco} par intervalle de pseudo-rapidité et par charge, pour lesquels nous nous attendons à des corrections mineures et localisées (si les fluctuations statistiques ne dominant pas).

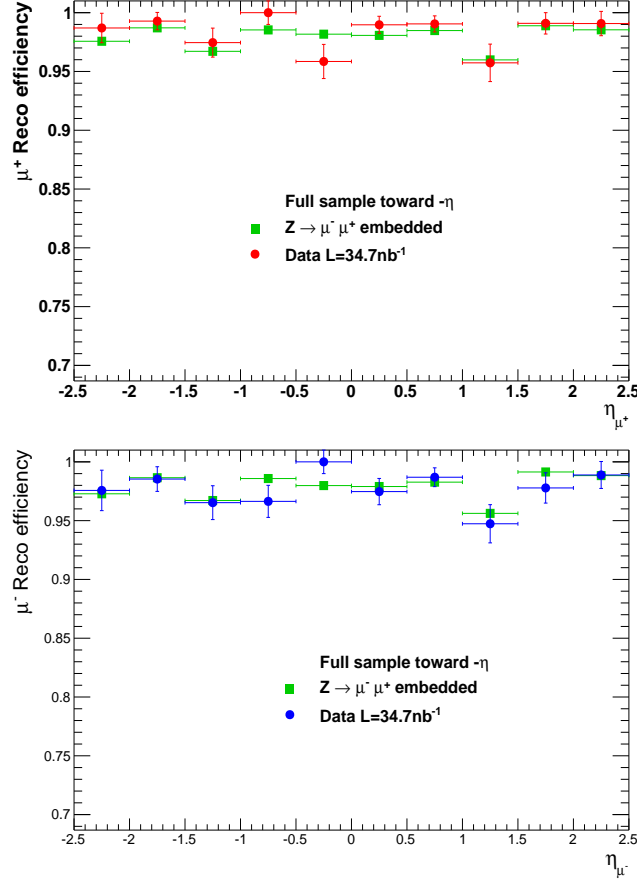


FIGURE 5.6 – Distribution des efficacités ϵ_{TnP}^{reco} des μ^+ (en haut) et des μ^- (en bas) des processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ extraits des données (rouge pour μ^+ et bleu pour μ^-) et des simulations (vert).

Les distributions de masse invariante ci-dessus (intégrées en charge et pseudo-rapacité) sont réparties en vingt distributions (deux charges et dix intervalles de η) pour chacun des trois ensembles (*passing*, *failing* et *total*), à la fois dans les données et les simulations. La figure 5.6 représente les valeurs de ϵ_{TnP}^{reco} obtenues pour chaque intervalle η des *probes* μ^+ (rouge) et des *probes* μ^- (bleu) des données et des simulations $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (en vert). La seconde partie des données est renversée en η (comme pour l'extraction des W et le calcul de ϵ_{MC}) et les efficacités TnP sont obtenues selon l'équation 5.5. Les tables 5.4 et 5.5 exposent les valeurs de ϵ_{TnP}^{reco} .

Les $SF^{reco}(\eta)$ obtenus d'après l'équation 5.14 sont reportés dans les tables 5.4 et 5.5 pour les μ^+ et μ^- respectivement. Les efficacités ϵ_{TnP}^{reco} étant en accord entre simulations et données, les $SF^{reco}(\eta)$ sont tous compatibles avec 1.

η^{μ^+}	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
ϵ_{TnP}^{reco} Données	98,70 \pm 1,25	99,28 \pm 0,74	97,45 \pm 1,23	97,19 \pm 1,14	95,85 \pm 1,45
ϵ_{TnP}^{reco} MC	97,57 \pm 0,13	98,71 \pm 0,07	96,71 \pm 0,1	98,53 \pm 0,07	98,17 \pm 0,07
SF^{Reco}	1,012 \pm 0,013	1,006 \pm 0,008	1,008 \pm 0,013	0,986 \pm 0,012	0,976 \pm 0,015
η^{μ^+}	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
ϵ_{TnP}^{reco} Données	98,97 \pm 0,72	99,05 \pm 0,68	95,73 \pm 1,59	99,09 \pm 0,91	99,08 \pm 1,03
ϵ_{TnP}^{reco} MC	98,07 \pm 0,07	98,48 \pm 0,07	95,98 \pm 0,12	98,89 \pm 0,07	98,54 \pm 0,11
SF^{Reco}	1,009 \pm 0,007	1,006 \pm 0,007	0,997 \pm 0,017	1,002 \pm 0,009	1,005 \pm 0,011

TABLE 5.4 – SF^{reco} par intervalle de η^{probe} , estimés à partir des efficacités TnP obtenues pour les μ^+ des données (proton dirigé vers η négatif).

η^{μ^-}	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
ϵ_{TnP}^{reco} Données	97,57 \pm 1,72	98,54 \pm 1,05	96,53 \pm 1,44	96,64 \pm 1,36	100 \pm 1,0
ϵ_{TnP}^{reco} MC	97,28 \pm 0,13	98,65 \pm 0,07	96,71 \pm 0,1	98,58 \pm 0,07	97,98 \pm 0,08
SF^{Reco}	1,003 \pm 0,017	0,999 \pm 0,011	0,998 \pm 0,015	0,980 \pm 0,014	1,021 \pm 0,010
η^{μ^-}	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
ϵ_{TnP}^{reco} Données	97,47 \pm 1,12	98,69 \pm 0,80	94,73 \pm 1,62	97,78 \pm 1,29	98,88 \pm 1,15
ϵ_{TnP}^{reco} MC	97,90 \pm 0,08	98,27 \pm 0,07	95,62 \pm 0,12	99,14 \pm 0,06	98,83 \pm 0,09
SF^{Reco}	0,996 \pm 0,011	1,004 \pm 0,008	0,991 \pm 0,017	0,986 \pm 0,013	1,001 \pm 0,012

TABLE 5.5 – SF^{reco} par intervalle de η^{probe} , estimés à partir des efficacités TnP obtenues pour les μ^- des données (proton dirigé vers η négatif).

5.2.3 Identification et isolation

Le critère d'isolation peut être considéré comme un critère d'identification indépendant des autres. La distribution des *failing probe* est particulièrement difficile à ajuster lorsqu'il reste du bruit de fond dans les données. Si l'isolation est traitée seule, une partie des *failing probe* n'est pas du Z ce qui ne permet pas un ajustement facile de la masse invariante. Cette considération nous pousse à traiter l'isolation en même temps que les autres critères d'identification. De cette manière, le nombre de dimuons proches de la masse du Z (puisque'il s'agit de muons du Z qui ne passent pas l'une des sélections) augmente et permet un ajustement plus fiable. Ceci n'est vrai que pour les données (dans les simulations nous n'avons pas de bruit de fond qui passe la coupure d'isolation) et les simulations peuvent être utilisées pour vérifier la factorisation de SF^{Id} et SF^{Iso} en SF^{Id+Iso} .

SF^{Id} et SF^{Iso}

Pour regrouper SF^{Id} et SF^{Iso} en SF^{Id+Iso} , il faut s'assurer qu'aucune corrélation entre les deux efficacités, ϵ_{TnP}^{Id} et ϵ_{TnP}^{Iso} , n'existe. Pour cela, il faut vérifier dans les simulations que :

$$\epsilon_{TnP}^{Id} \times \epsilon_{TnP}^{Iso} = \epsilon_{TnP}^{Id+Iso} \quad (5.19)$$

Pour les deux efficacités le *tag* se définit comme :

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2,4$ et $p_T > 15$ GeV/c,
- **Sélection** : tous les critères de la table 4.1.

Remarque : Le *tag* n'est pas isolé afin de ne pas biaiser l'efficacité d'isolation de la *probe*. En effet, si le *tag* était isolé la probabilité que la *probe* le soit aussi serait augmentée, puisque l'environnement sous-jacent est commun aux deux muons. Par conséquent, pour l'étude de boson W , où un seul muon est détecté, l'efficacité TnP serait surestimée (d'environ 2%). C'est l'une des différences notables avec la procédure TnP des collisions pp, moins sensible à l'environnement sous-jacent.

La *probe* qui caractérise ϵ_{TnP}^{Id} est une trace du trajectographe de bonne qualité :

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2,4$ et $p_T > 25$ GeV/c,
- **Sélection** : la trace doit passer les critères de reconstruction appliqués à nos muons, $N_{Impact} > 10$, $N_{pixel} > 0$ et $\chi^2 < 4$.

Les traces de qualité sont associées aux segments et l'identification de muon, en tant que telle, peut alors être vérifiée. Afin d'être qualifiée de *passing probe* il faut que la *probe* satisfasse les conditions d'identification suivantes :

- $isGlobal$
- $N_{segment} > 1$;
- $N_{chambers} > 0$;
- $\chi^2 < 10$;
- $|d_{xy}| < 0,3$.

Si l'une d'entre elles n'est pas vérifiée alors la *probe* est considérée comme *failing*.

Pour ϵ_{TnP}^{Iso} la *probe* est un muon de bonne qualité, passant donc toutes les coupures d'identification hormis celle de l'isolation :

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2,4$ et $p_T > 25 \text{ GeV}/c$,
- **Sélection** : le muon doit avoir une trace qui passe les critères de reconstruction précédents, $N_{Impact} > 10$, $N_{pixel} > 0$ et $\chi^2 < 4$ mais également tous les critères sur la qualité de l'identification : $N_{segment} > 1$, $N_{chambers} > 0$, $\chi^2 < 10$, $|d_{xy}| < 0,3$ et $isGlobal$.

Une *passing probe* est donc une *probe* qui passe le critère d'isolation :

$$- \sum_{\Delta R < 0,3} p_T^n < 0,1 \times p_T^\mu$$

Les distributions de la masse des bosons Z et leur ajustement par une voigtian (ainsi qu'une exponentielle décroissante pour le bruit de fond), permettent d'obtenir les efficacités intégrées suivantes (il s'agit de la simulation $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ avec le proton dirigé vers η négatif) :

$$\epsilon_{TnP}^{Id} = (96,96 \pm 0,02)\% \quad (5.20)$$

$$\epsilon_{TnP}^{Iso} = (95,46 \pm 0,03)\% \quad (5.21)$$

$$\epsilon_{TnP}^{Id} \times \epsilon_{TnP}^{Iso} = (92,56 \pm 0,03)\% \quad (5.22)$$

Il faut maintenant vérifier que $\epsilon_{TnP}^{Id} \times \epsilon_{TnP}^{Iso} = \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}$. Pour calculer ϵ_{TnP}^{Id+Iso} , la *probe* choisie est la même que celle de ϵ_{TnP}^{Id} . Pour être une *passing probe* elle doit satisfaire tous les critères d'identification, y compris celui de l'isolation. Le résultat obtenu est :

$$\epsilon_{TnP}^{Id+Iso} = (92,55 \pm 0,03)\% \quad (5.23)$$

Bien que l'erreur statistique soit très petite, nous vérifions bien l'équation 5.19. Cela permet de considérer directement ϵ_{TnP}^{Id+Iso} et donc d'obtenir SF^{Id+Iso} au lieu de SF^{Id} et SF^{Iso} que nous aurions eu plus de mal à estimer dans les données. Avant de calculer ϵ_{TnP}^{Id+Iso} par intervalle de pseudo-rapacité dans les données et la simulation, attardons nous sur la figure 5.7. Les efficacités, ϵ_{TnP}^{Id} (bleu), ϵ_{TnP}^{Iso} (rouge) et ϵ_{TnP}^{Id+Iso} (noir) sont calculées par intervalle de η^{probe} et p_T^{probe} , afin de distinguer les effets de la coupure d'isolation des autres critères d'identification.

Les valeurs de ϵ_{TnP}^{Iso} ne dépendent pas de la pseudo-rapacité. Les variations de ϵ_{TnP}^{Id+Iso} dépendent donc uniquement de ϵ_{TnP}^{Id} . Nous retrouvons cette distinction entre le système à muon des bouchons et du tonneau, déjà présent lors du calcul de ϵ_{MC} , au niveau de $|\eta| = 1,5$. En revanche, ϵ_{TnP}^{Id} est indépendante de l'impulsion transverse de la *probe*. Pour des muons au dessus de $15 \text{ GeV}/c$ c'est exactement ce qui est attendu. L'isolation qui elle, est explicitement définie en fonction de p_T^μ , voit son efficacité se détériorer en dessous de $40 \text{ GeV}/c$. Puisque la coupure est toujours fixée à 10 % de p_T^μ , quelque soit p_T^μ , l'efficacité augmente avec l'impulsion. Les résultats de cette analyse sont intégrés en impulsion transverse, cette partie de la figure 5.7, est donc uniquement produite pour approfondir la compréhension des coupures utilisées.

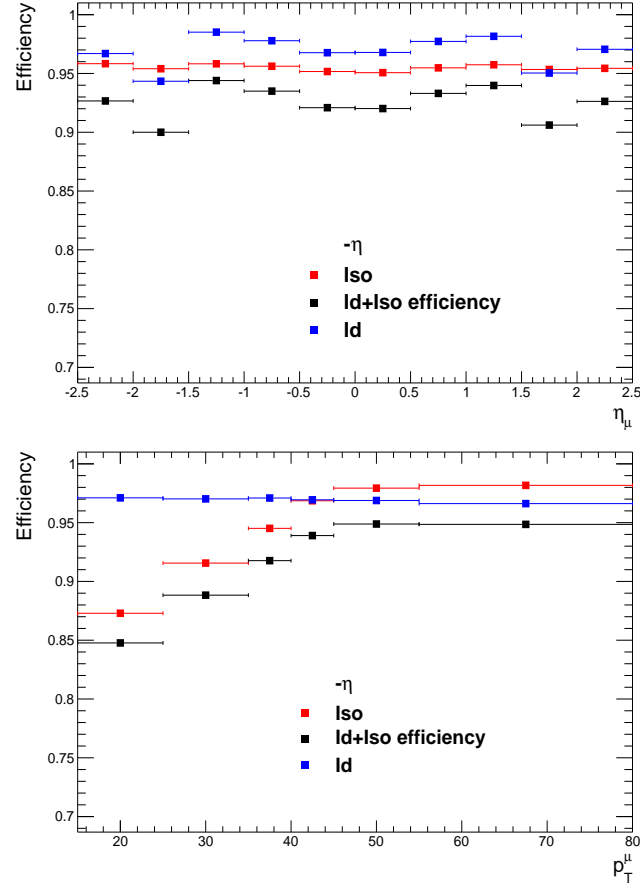


FIGURE 5.7 – Distribution des efficacités ϵ_{TnP}^{Id} (bleu), ϵ_{TnP}^{Iso} (rouge) et ϵ_{TnP}^{Id+Iso} (noir) en fonction de η^{probe} et p_T^{probe} , respectivement en haut et en bas. Il s’agit de la simulation $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ dans la configuration pPb.

SF^{Id+Iso}

Nous pouvons estimer le SF^{Id+Iso} intégré à l’aide des efficacités calculées sur une *probe* passant simultanément les critères d’identification et d’isolation. Les efficacités ϵ_{TnP}^{Id+Iso} obtenues sont :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(pPb) = (88, 31 \pm 0, 69)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(Pbp) = (88, 27 \pm 0, 65)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(données) = (88, 29 \pm 0, 67)\% \end{cases} \quad (5.24)$$

Ces efficacités sont en moyenne 4% plus basses que celles obtenues dans les simulations :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(pPb) = (92, 55 \pm 0, 03)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(Pbp) = (92, 93 \pm 0, 11)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(MC) = (92, 70 \pm 0, 07)\% \end{cases} \quad (5.25)$$

Cette différence est significative et le SF correspondant apportera une contribution nette aux résultats finaux :

$$SF^{Id+Iso} = \frac{88, 29}{92, 70} = 0, 952 \pm 0, 007 \quad (5.26)$$

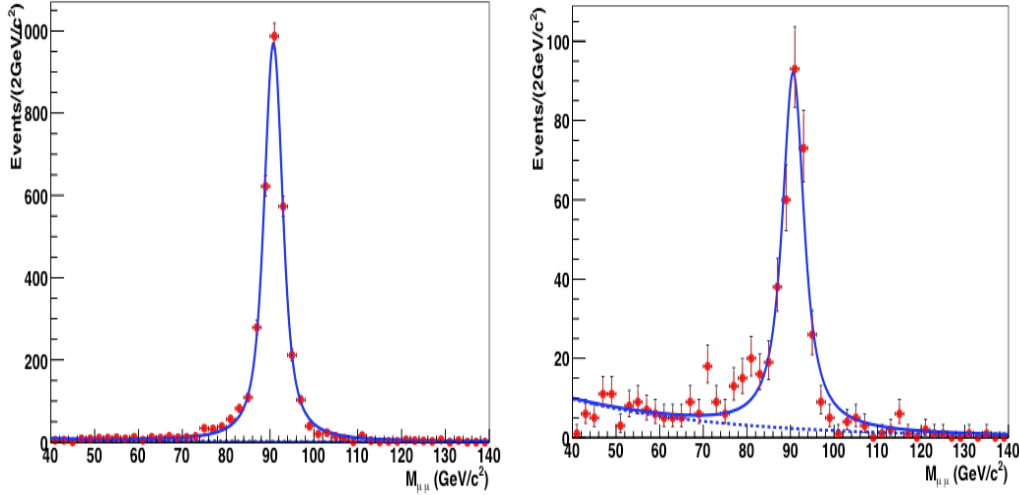


FIGURE 5.8 – A gauche, masse invariante des *tag* et des *passing probe* pour les critères $Id+Iso$. A droite, masse invariante des *tag* et des *failing probe*. Les deux distributions sont intégrées en charge et η^{probe} . Il s'agit de la totalité des données (les deux configurations pPb et Pbp sont sommées après retournement). Les points rouges sont les données pPb, la ligne bleue le signal $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ ajusté par une voigtian. La ligne en pointillés bleus correspond au bruit de fond représenté par une exponentielle décroissante.

La figure 5.8 représente la distribution des *passing probe* (gauche) et *failing probe* (droite) dans les données (contribuant à ϵ_{TnP}^{Id+Iso} (données)). Nous pouvons voir la contribution de l'isolation au *failing probe* par la présence de bruit de fond à basse masse invariante. Cette distribution illustre pourquoi il était nécessaire de combiner l'isolation à l'identification.



Pour savoir si ces différences d'efficacité entre données et simulations proviennent des critères d'identification ou bien d'isolation, ϵ_{TnP}^{Id} est calculée dans les données et se compare à la valeur de ϵ_{TnP}^{Id} du système 5.20 :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{Id}(données) = (95,47 \pm 0,44)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Id}(MC) = (96,96 \pm 0,02)\% \end{cases} \quad (5.27)$$

La différence entre simulations et données est de 1-2%. Ainsi sur les 4% observés, 2-3% semble provenir de l'isolation du muon et 1-2% des critères d'identification. L'étude de ϵ_{TnP}^{Id+Iso} par intervalle de pseudo-rapidité devrait permettre de localiser ces différences et de les comprendre.

Les valeurs de $\epsilon_{TnP}^{Id+Iso}(\eta)$ obtenues pour les μ^+ et les μ^- sont représentées sur la figure 5.9. La seconde partie des données est renversée en η (comme pour l'extraction des W et le calcul de ϵ_{MC}). Les efficacités sont obtenues selon l'équation 5.5 et leurs valeurs sont reportées dans les tables 5.6 et 5.7. Les $SF^{Id+Iso}(\eta)$ obtenus d'après l'équation 5.14 figurent également dans ces tables.

Sur l'ensemble de la distribution, les efficacités ϵ_{TnP}^{Id+Iso} obtenues dans les données sont plus basses que celles estimées par le MC. La multiplicité des simulations semble globalement sous-estimée. Cependant, l'écart entre données et simulations est accentué dans certains intervalles, notamment entre $-2,4 < \eta < -2$ et $-1 < \eta < 0,5$, et à la fois pour μ^+ et μ^- .

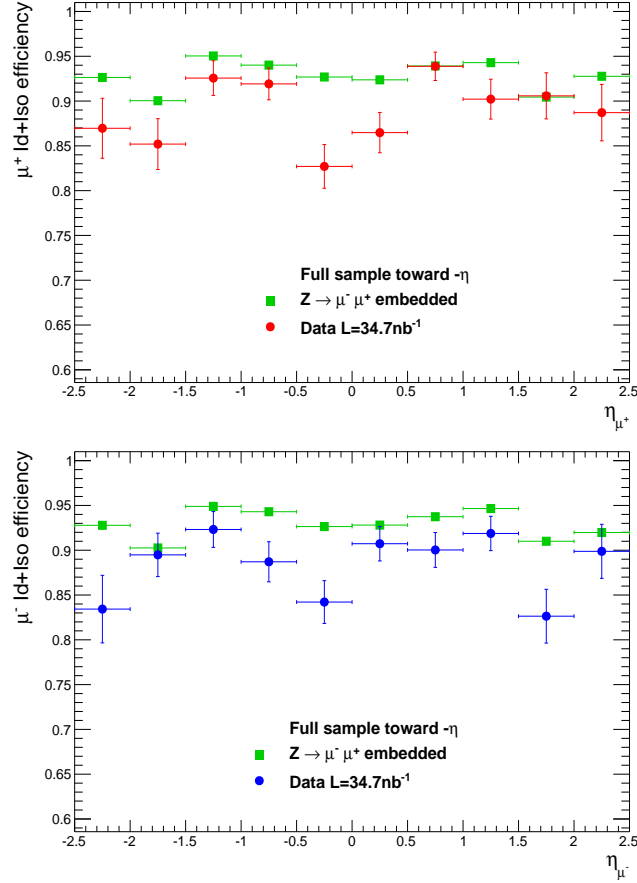


FIGURE 5.9 – Distribution des efficacités ϵ_{TnP}^{Id+Iso} pour les μ^+ (en haut) et pour les μ^- (en bas) provenant des événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ dans les données (rouge pour μ^+ et bleu pour μ^-) et dans les simulations (vert).

η^{μ^+}	$[-2,4;-2]$	$[-2;-1,5]$	$[-1,5;-1]$	$[-1;-0,5]$	$[-0,5;0]$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} Données	$86,96 \pm 3,35$	$84,64 \pm 2,87$	$92,13 \pm 1,98$	$91,88 \pm 1,78$	$82,11 \pm 2,47$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} MC	$92,58 \pm 0,20$	$89,92 \pm 0,18$	$94,51 \pm 0,12$	$93,48 \pm 0,12$	$91,97 \pm 0,13$
SF^{Id+Iso}	$0,939 \pm 0,036$	$0,941 \pm 0,032$	$0,975 \pm 0,021$	$0,983 \pm 0,019$	$0,893 \pm 0,027$
η^{μ^+}	$[0;0,5]$	$[0,5;1]$	$[1;1,5]$	$[1,5;2]$	$[2;2,4]$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} Données	$85,45 \pm 2,31$	$93,87 \pm 1,58$	$90,21 \pm 2,22$	$90,58 \pm 2,57$	$88,71 \pm 3,15$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} MC	$91,73 \pm 0,13$	$93,34 \pm 0,13$	$93,75 \pm 0,14$	$90,27 \pm 0,19$	$92,70 \pm 0,22$
SF^{Id+Iso}	$0,932 \pm 0,025$	$1,006 \pm 0,017$	$0,962 \pm 0,024$	$1,003 \pm 0,029$	$0,957 \pm 0,034$

TABLE 5.6 – SF^{Id+Iso} par intervalle de η^{probe} , estimés à partir des efficacités TnP obtenues pour les μ^+ des données (proton dirigé vers η négatif).

η^{μ^-}	$[-2,4;-2]$	$[-2;-1,5]$	$[-1,5;-1]$	$[-1;-0,5]$	$[-0,5;0]$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} Données	$83,43 \pm 3,77$	$89,48 \pm 2,42$	$91,83 \pm 2,05$	$88,06 \pm 2,28$	$83,19 \pm 2,43$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} MC	$92,77 \pm 0,19$	$90,15 \pm 0,18$	$94,28 \pm 0,13$	$93,71 \pm 0,12$	$92,09 \pm 0,13$
SF^{Id+Iso}	$0,889 \pm 0,041$	$0,993 \pm 0,027$	$0,975 \pm 0,022$	$0,950 \pm 0,022$	$0,903 \pm 0,026$
η^{μ^-}	$[0;0,5]$	$[0,5;1]$	$[1;1,5]$	$[1,5;2]$	$[2;2,4]$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} Données	$89,21 \pm 2,04$	$89,70 \pm 1,97$	$91,01 \pm 2,00$	$82,39 \pm 3,01$	$89,92 \pm 3,01$
ϵ_{TnP}^{Id+Iso} MC	$92,27 \pm 0,13$	$93,18 \pm 0,13$	$94,23 \pm 0,13$	$90,85 \pm 0,18$	$91,95 \pm 0,22$
SF^{Id+Iso}	$0,967 \pm 0,022$	$0,963 \pm 0,021$	$0,966 \pm 0,021$	$0,907 \pm 0,033$	$0,978 \pm 0,033$

TABLE 5.7 – SF^{Id+Iso} par intervalle de η^{probe} , estimés à partir des efficacités TnP obtenues pour les μ^- des données (proton dirigé vers η négatif).

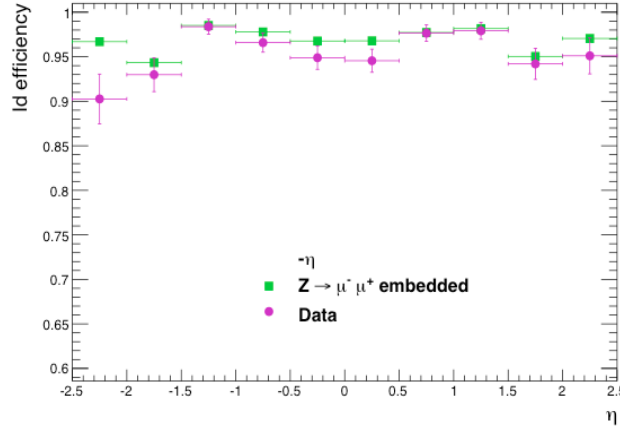


FIGURE 5.10 – Distribution des efficacités $\epsilon_{TnP}^{Id}(\eta^{probe})$, charge confondue, des événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ dans les données et simulations (vert).

L'écart observé aux extrémités du système à muons est dû aux critères d'identification. En effet, pour approfondir, ϵ_{TnP}^{Id} est calculée par intervalle de pseudo-rapacité dans les données afin de compléter les informations des simulations de la figure 5.7. Sa distribution est sur la figure 5.10, en vert pour les simulations et en mauve pour les données. μ^+ et μ^- sont ici regroupés afin de vérifier que les différences données/MC ne proviennent pas de fluctuations statistiques. Les valeurs obtenues sont compatibles sur tout le spectre de pseudo-rapacité hormis dans l'intervalle $-2,4 < \eta < -2$. La différence de 1-2% intégrée provient donc essentiellement de cet unique intervalle. Il n'est pas surprenant d'obtenir des différences d'efficacités aux limites du système à muons.

Reste désormais à comprendre le large écart observé entre $-1 < \eta < 0,5$, provoqué donc par l'isolation du muon (puisque l'identification n'est pas responsable). Puisque nous soupçonnons l'environnement d'être différent entre simulations et données, vérifions si ce n'est pas spécifiquement le cas dans cet intervalle. De même, il faut également comprendre pourquoi, bien que les simulations soient pondérées par la centralité pour justement prévenir ce genre de biais, cette précaution ne semble pas suffisante face à la multiplicité locale. Etudions un exemple de multiplicité, celui de la répartition des hadrons neutres. La distribution des hadrons neutres contenus dans les événements ayant un muon passant les critères de l'analyse (sauf l'isolation) est représentée en figure 5.11. Dans un premier temps aucun poids n'est appliqué aux simulations (afin de matérialiser les effets de la pondération en centralité). Les deux configurations (pPb et PbP) sont séparées afin de traquer d'éventuels effets de configuration. Sans aucun poids, les deux configurations MC suivent des distributions similaires, bien que de moyenne et de variation moins élevées que dans les données. Globalement nous constatons une concentration de hadrons neutres plus conséquentes dans les données. Mais chose intéressante, des hadrons neutres se trouvent en excès proche de $\eta = 0$. Cet excès est également présent dans les simulations quoique amoindri.

Une fois les poids appliqués, la figure 5.12 est obtenue. La simulation dans la configuration pPb (proton vers η négatif), en bleue sur cette figure, se rapproche de la distribution des données. Avant ces poids cette configuration présentait une majorité d'événements périphériques (Cf. figure 3.12). Avec l'application des poids, l'écart diminue dans la distribution des hadrons neutres, preuve que la pondération

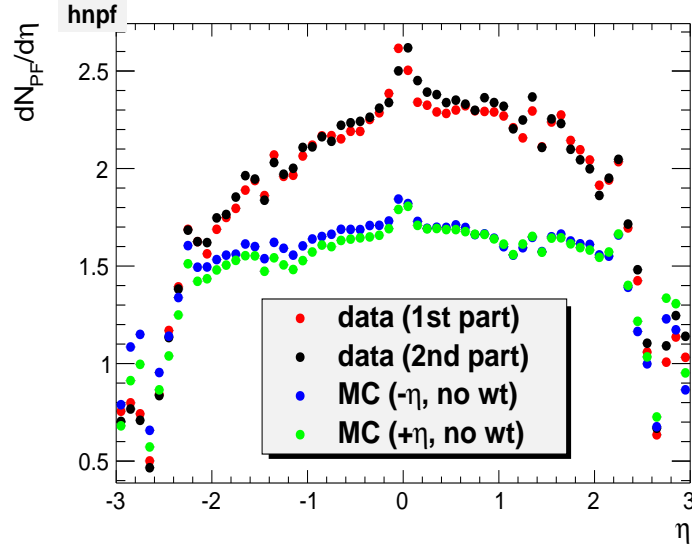


FIGURE 5.11 – Distribution des hadrons neutres (reconstruits avec *Particle Flow*) en fonction de la pseudo-rapacité, contenus dans les événements ayant un muon de bonne qualité et $p_T > 25$ GeV/c.

par la centralité apporte une amélioration. Cependant, elle n'est pas suffisante et n'est pas capable de prendre en compte l'excès local présent, en particulier à rapidité centrale. La seconde configuration MC, Pbp, en vert contient plus d'événements considérés comme centraux³ que la configuration pPb et la pondération n'apporte pas d'amélioration. La simulation résultant de la combinaison de ces deux configurations, pondérées par la luminosité correspondante à chacune, est la distribution mauve. Cet excès de hadrons neutres à rapidité centrale s'explique par le recouvrement des parties positive et négative du tonneau, qui ne sont pas en juxtaposition parfaite. La résolution du détecteur HCal considère plusieurs fois un même hadron, d'où cet excès autour de $\eta = 0$. Nous constatons également un excès semblable à la jonction bouchon/tonneau entre $1 < \eta < 2$.



La figure 5.12 prouve que de manière générale, les simulations sous-estiment la multiplicité réelle des événements pPb. De plus, l'environnement des données n'est pas symétrique en η , au contraire des simulations. Plus de hadrons neutres sont détectés dans la région de fragmentation du plomb. Toutes les différences observées entre les valeurs ϵ_{TnP}^{Id+Iso} des données et des simulations semblent donc légitimes. Les SF sont donc primordiaux pour améliorer la vraisemblance des simulations.

Remarque : Le critère d'isolation est la sélection la plus délicate à traiter pour ces collisions pPb. Afin de s'assurer que nous contrôlons cette variable, l'analyse sera également réalisée sans isolation afin de vérifier sa cohérence à la section 5.3.

5.2.4 Déclenchement

Le dernier critère à maîtriser est celui du trigger. Les événements sélectionnés ont un muon *tag* satisfaisant les conditions suivantes :

3. La mesure de la centralité se fait d'un seul côté de HF et des tables de centralité différentes ont été réalisées pour les deux configurations.

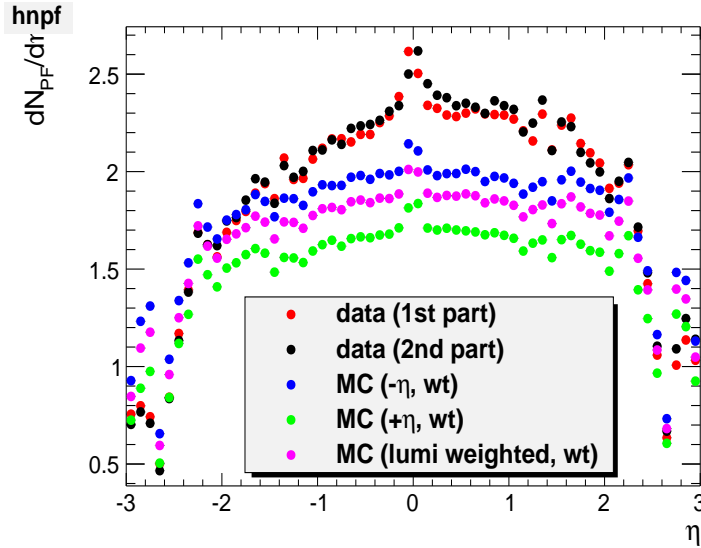


FIGURE 5.12 – Distribution des hadrons neutres reconstruits avec PF contenus dans les événements ayant un muon de bonne qualité et $p_T > 25$ GeV/c, en fonction de la pseudo-rapidité. Les poids provenant de la distribution du vertex et de la centralité sont appliqués aux simulations.

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2, 4$ et $p_T > 15$ GeV/c,
- **Sélection** : tous les critères de la table 4.1 ainsi que l'isolation.

La *probe* se définit comme :

- **Acceptance** : $|\eta^\mu| < 2, 4$ et $p_T > 25$ GeV/c,
- **Sélection** : un muon ayant une trace de bonne qualité : $N_{Impact} > 10$, $N_{pixel} > 0$ et $\chi^2 < 4$, mais également tous les critères sur la qualité de l'identification : $N_{segment} > 1$, $N_{chambers} > 0$, $\chi^2 < 10$, $|d_{xy}| < 0,3$, *isGlobal* ainsi que le critère d'isolation.

Pour être qualifiée de *passing probe* il faut que le muon ait déclenché l'enregistrement de l'événement. En fait, il est vérifié que le muon est associé ou non avec un signal enregistré par le système de trigger. Mais pour éviter le biais dû au fait que tous les événements considérés ici ont effectivement déclenché le trigger, ce même critère est demandé sur le tag (trigger matching dans la table 4.1). Si l'événement est là, c'est donc au moins à cause du tag, et l'on peut vérifier s'il serait là ou non grâce à la *probe*.

Nous pouvons estimer le SF^{Trig} intégré à l'aide des efficacités ϵ_{TnP}^{Trig} obtenues dans les données :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{Trig}(pPb) = (93, 30 \pm 0, 68)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Trig}(Pbp) = (94, 39 \pm 0, 68)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Trig}(données) = (93, 74 \pm 0, 68)\% \end{cases} \quad (5.28)$$

et dans les simulations :

$$\begin{cases} \epsilon_{TnP}^{Trig}(pPb) = (94, 03 \pm 0, 03)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Trig}(Pbp) = (94, 28 \pm 0, 10)\% \\ \epsilon_{TnP}^{Trig}(MC) = (94, 13 \pm 0, 07)\% \end{cases} \quad (5.29)$$

La figure 5.13 représente la distribution des *passing probe* (gauche) et *failing probe* (droite) dans les données (contribuant à ϵ_{TnP}^{Trig} (données)). Les efficacités ϵ_{TnP}^{Trig} sont

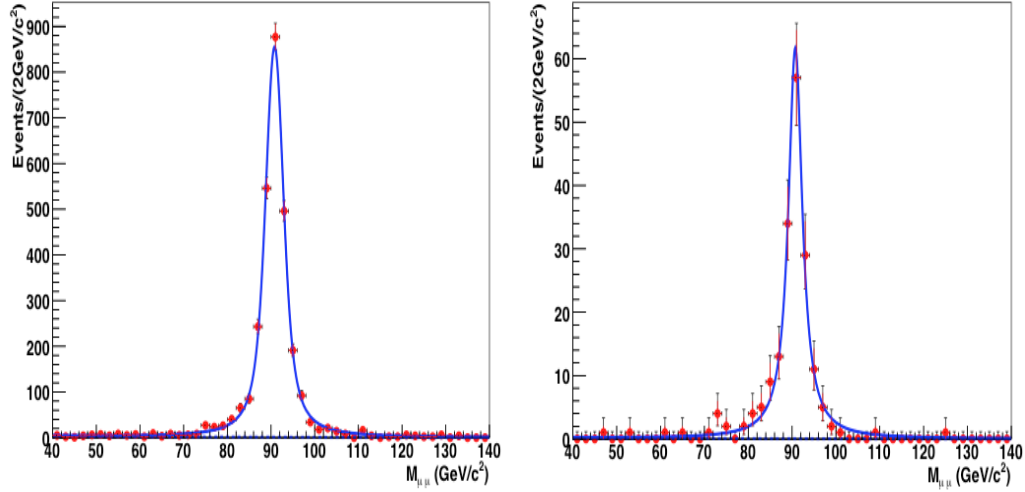


FIGURE 5.13 – A gauche, masse invariante des *tag* et des *passing probe* pour le critères de trigger. A droite, masse invariante des *tag* et des *failing probe*. Il s’agit de la totalité des données avec toutes les charges et tous les intervalles de pseudo-rapidité (les deux configuration pPb et Pbp sont sommées puis renversées). Les points rouges sont les données pPb, la ligne bleue le signal $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ ajusté par une voigtian. La ligne (invisible) en pointillés bleus correspond au bruit de fond représenté par une exponentielle décroissante.

compatibles entre données et simulations, ce qui conduit à un SF^{Trig} en accord avec 1 :

$$SF^{Trig} = \frac{93,74}{94,13} = 0,996 \pm 0,007 \quad (5.30)$$

Cela dit, il pourrait exister des différences en fonction de la pseudo-rapidité et de la charge, qui se compensent en valeur intégrée.

La figure 5.14 représente les valeurs de ϵ_{TnP}^{Trig} obtenues pour chaque intervalle de η pour les *probe* μ^+ (rouge dans les données et vert dans les simulations) et pour les *probe* μ^- (bleu dans les données et vert dans les simulations). La seconde partie des données est renversée en η , comme pour l’extraction des W et le calcul de ϵ_{MC} . Pour les simulations les efficacités sont obtenues selon l’équation 5.5. Les tables 5.8 et 5.9 exposent les valeurs de $\epsilon_{TnP}^{Trig}(\eta)$ obtenues dans les données et dans les simulations. Les $SF^{Trig}(\eta)$ y figurent également. Nous observons une efficacité de trigger très haute dans le tonneau ($|\eta| < 1$) et un très bon accord entre les données et simulations. Dans les bouchons, l’efficacité de trigger diminue au plus les intervalles de pseudo-rapidité sont proches de la limite du système à muon. Bien que les bouchons et le tonneau possèdent des RPC (détecteurs dédiés à l’enregistrement de l’événement, Cf.2.2.2) ils ont, pour le calcul de l’impulsion transverse des détecteurs différents (DTC et CSC). Ces différences de technologie entre les bouchons et le tonneau, ainsi que le bruit de fond plus conséquent dans les bouchons, expliquent cette différence d’efficacité. Il est intéressant de remarquer que l’efficacité de trigger est similaire pour les μ^+ et les μ^- des simulations, alors que dans les données ce n’est pas tout à fait le cas. Il semblerait que l’efficacité ϵ_{TnP}^{Trig} des μ^+ soit plus efficace du côté positif de la pseudo-rapidité que du côté négatif, alors que pour les μ^- c’est l’opposé. Il peut s’agir uniquement de fluctuations aléatoires ou alors d’effets liés au sens de direction du proton. L’effet *d’isospin* n’a aucun effet ici puisqu’il s’agit de muon provenant de boson Z mais, le boost et la fragmentation du plomb peuvent avoir des effets non triviaux sur la sélection des charges. C’est pour prévenir ce genre d’effets que les corrections sont pour chaque charge.

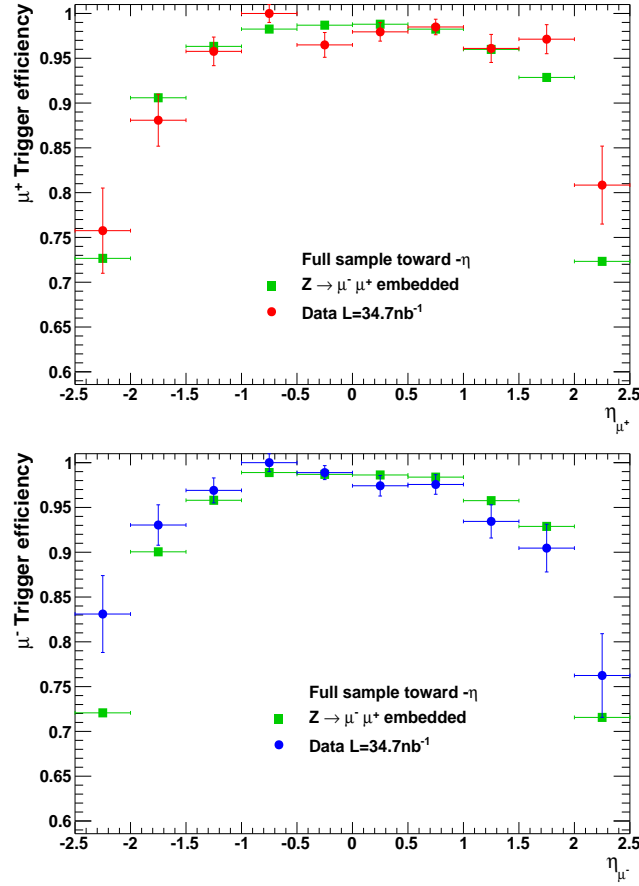


FIGURE 5.14 – Distribution des efficacités ϵ_{TnP}^{Trig} , en haut pour μ^+ et en bas pour μ^- , des événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ dans les données et simulations (vert).

η^{μ^+}	$[-2,4;-2]$	$[-2;-1,5]$	$[-1,5;-1]$	$[-1;-0,5]$	$[-0,5;0]$
ϵ_{TnP}^{Trig} Données	$75,76 \pm 4,76$	$88,08 \pm 2,90$	$95,77 \pm 1,60$	$98,73 \pm 0,79$	$96,49 \pm 1,38$
ϵ_{TnP}^{Trig} MC	$72,66 \pm 0,36$	$90,59 \pm 0,19$	$96,33 \pm 0,11$	$98,26 \pm 0,07$	$98,69 \pm 0,06$
SF^{Trig}	$1,043 \pm 0,066$	$0,972 \pm 0,032$	$0,994 \pm 0,017$	$1,005 \pm 0,008$	$0,978 \pm 0,014$
η^{μ^-}	$[0;0,5]$	$[0,5;1]$	$[1;1,5]$	$[1,5;2]$	$[2;2,4]$
ϵ_{TnP}^{Trig} Données	$97,95 \pm 1,04$	$98,49 \pm 0,87$	$96,10 \pm 1,57$	$97,13 \pm 1,62$	$80,84 \pm 4,35$
ϵ_{TnP}^{Trig} MC	$98,80 \pm 0,06$	$98,25 \pm 0,07$	$95,99 \pm 0,12$	$92,86 \pm 0,18$	$72,33 \pm 0,40$
SF^{Trig}	$0,991 \pm 0,011$	$1,002 \pm 0,009$	$1,001 \pm 0,016$	$1,046 \pm 0,018$	$1,118 \pm 0,060$

TABLE 5.8 – SF^{Trig} par intervalle de η^{probe} , estimés à partir des efficacités TnP obtenues pour les μ^+ des données (le proton est dirigé vers η négatif).

η^{μ^-}	$[-2,4;-2]$	$[-2;-1,5]$	$[-1,5;-1]$	$[-1;-0,5]$	$[-0,5;0]$
ϵ_{TnP}^{Trig} Données	$83,10 \pm 4,29$	$93,04 \pm 2,26$	$96,90 \pm 1,39$	$94,06 \pm 1,83$	$98,89 \pm 0,78$
ϵ_{TnP}^{Trig} MC	$72,07 \pm 0,35$	$90,05 \pm 0,19$	$95,80 \pm 0,12$	$98,89 \pm 0,06$	$98,69 \pm 0,06$
SF^{Trig}	$1,153 \pm 0,060$	$1,033 \pm 0,025$	$1,011 \pm 0,015$	$0,951 \pm 0,019$	$1,002 \pm 0,008$
η^{μ^-}	$[0;0,5]$	$[0,5;1]$	$[1;1,5]$	$[1,5;2]$	$[2;2,4]$
ϵ_{TnP}^{Trig} Données	$97,42 \pm 1,15$	$97,57 \pm 1,09$	$93,44 \pm 1,85$	$90,46 \pm 2,66$	$76,24 \pm 4,67$
ϵ_{TnP}^{Trig} MC	$98,62 \pm 0,06$	$98,39 \pm 0,07$	$95,74 \pm 0,12$	$92,88 \pm 0,17$	$71,56 \pm 0,38$
SF^{Trig}	$0,957 \pm 0,012$	$0,992 \pm 0,011$	$0,976 \pm 0,019$	$0,974 \pm 0,029$	$1,065 \pm 0,066$

TABLE 5.9 – SF^{Trig} par intervalle de η^{probe} , estimés à partir des efficacités TnP obtenues pour les μ^- des données (le proton est dirigé vers η négatif).

5.2.5 Corriger des différences données/simulations

Les trois SF définis précédemment, SF^{reco} , SF^{Id+Iso} et SF^{Trig} , permettent de vérifier tous les critères de l'analyse appliqués sur le muon du processus $W \rightarrow \mu + \nu$. La table 5.10 contient les SF globaux obtenus selon l'équation 5.15 et qui seront donc appliqués pour corriger des imperfections de ϵ_{MC} pour obtenir le nombre de W corrigé final. Les valeurs intégrées sont les suivantes :

$$\begin{cases} SF^{\mu^+} = 0,974 \pm 0,138 \\ SF^{\mu^-} = 0,959 \pm 0,143 \end{cases} \quad (5.31)$$

η^μ	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
SF^{μ^+}	$0,991 \pm 0,074$	$0,920 \pm 0,044$	$0,977 \pm 0,029$	$0,974 \pm 0,023$	$0,852 \pm 0,031$
SF^{μ^-}	$1,040 \pm 0,074$	$1,024 \pm 0,039$	$0,984 \pm 0,029$	$0,886 \pm 0,031$	$0,924 \pm 0,029$
η^μ	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
SF^{μ^+}	$0,932 \pm 0,027$	$1,014 \pm 0,020$	$0,961 \pm 0,032$	$1,052 \pm 0,036$	$1,075 \pm 0,071$
SF^{μ^-}	$0,922 \pm 0,025$	$0,959 \pm 0,025$	$0,934 \pm 0,031$	$0,872 \pm 0,042$	$1,042 \pm 0,074$

TABLE 5.10 – SF par intervalle de η^{probe} , calculés à partir de SF^{reco} , SF^{Id+Iso} et SF^{Trig} selon l'équation 5.15. Le proton est dirigé vers η négatif.

La figure 5.15 permet de visualiser la distribution des SF de la table 5.10. Pour la moitié des intervalles les SF diffèrent par plus d'un écart standard pour μ^+ et μ^- , ce qui peut paraître trop élevé. Il pourraient s'agir d'un manque de précision dû à notre statistique. Dans ce cas peut être serait-il plus judicieux de combiner les SF et donc d'utiliser le même SF pour μ^+ et μ^- ? Pour répondre il faut considérer ces trois points :

- Pour l'analyse du canal $W \rightarrow e + \nu$ cette proposition a été retenue. Dans le cas des électrons, le nombre de $Z \rightarrow e^+ + e^-$ extrait dans les données est beaucoup plus faible que dans le canal muonique (-35% en moyenne). Les fluctuations statistiques apparaissent clairement avec des sauts de plus de 40% entre les SF . Pour les muons nous remarquons qu'en moyenne tous les SF se situent dans une bande large de 20% .
- Pour vérifier la précision statistique, j'ai recalculé les SF par intervalle de pseudo-rapacité mais charges confondues. Pour le calcul de ϵ_{TnP} , il y a deux fois plus de statistique pour chaque ajustement de masse invariante. Les résultats obtenus sont compatibles avec ceux trouvés séparément pour μ^+ et μ^- dans une bande large de 15% . Au contraire du canal électronique qui a dû considérer le calcul des efficacités TnP charges confondues à cause des fluctuations statistiques (au détriment de la correction charge par charge), dans le canal muon cela ne semble pas nécessaire.
- Finalement, il semblerait que les distributions fassent preuve d'une certaine cohérence. En effet, les SF du μ^- sont plus bas que ceux des μ^+ pour $0 < \eta < 2,4$. C'est l'inverse pour $-2,4 < \eta < 0$. Cette forme provient des différences d'efficacité entre μ^+ et μ^- observées dans ϵ_{TnP}^{Id+Iso} et ϵ_{TnP}^{Trig} .

Pour ces raisons, le choix de calculer des SF distincts pour chacune des charges séparées est conservé.



Puisque les SF des μ^- sont plus bas dans la région positive, l'efficacité ϵ_{MC} était sous-estimée. Les W^- proviennent d'un quark d du plomb et suivent sa direction (conservation impulsion/spin au premier ordre). Les μ^- souffrent donc de la multiplicité de particules provenant de la fragmentation du plomb. Cela explique des SF plus bas dans cette région afin de corriger une efficacité ϵ_{MC} trop haute.

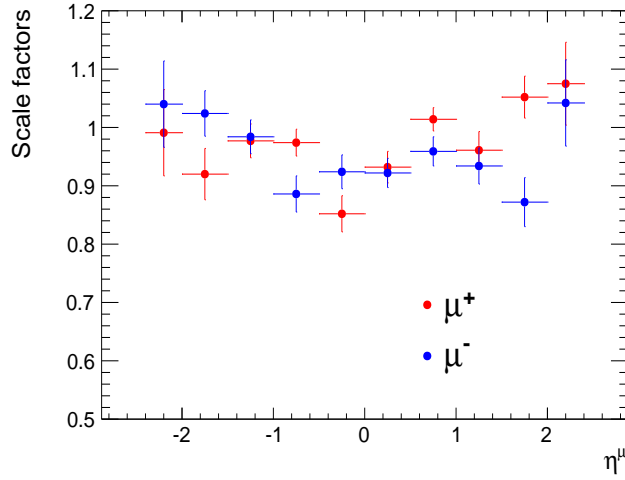


FIGURE 5.15 – Distribution des SF pour μ^+ (rouge) et μ^- (bleu) correspondant à la table 5.10.

Tableau récapitulatif : Après le calcul de l'efficacité de ϵ_{MC} , les SF sont calculés pour les efficacités ϵ_{TnP}^{reco} , ϵ_{TnP}^{Id+Iso} et ϵ_{TnP}^{Trig} , suivant les équations 5.14 et 5.15. Les SF par intervalle de pseudo-rapidité sont inscrits dans la table 5.10.

Variables	Valeurs
$\sigma_{pA} = N^W / \mathcal{L}_{pA}$	$\mathcal{L}_{pA} = 34,6 \pm 1,2 \text{ nb}^{-1}$
$N_1^W = N_1^W / \epsilon_{Filtre}$	$\epsilon_{Filtre} = (96,0 \pm 0,5)\%$
$N_1^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 657\,273$
$N_1^W = N_2^W / (\epsilon_{trigger} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{id})$	ϵ_{trig} , ϵ_{reco} et ϵ_{id} déterminées en 5.1
$N_2^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 274\,426$
$N_2^W = N_3^W / \epsilon_{Iso}$	ϵ_{Iso} déterminée en 5.1
$N_3^W = N_{éch} - N_{bgd}$	$N_{éch} = 24\,387$
$N_3^W = N_{raw}^W$ $= N_{éch} - N_Z - N_{W\tau} - N_{QCD}$	$N_{raw}^{W+} = 11660 \pm 111$ $N_{raw}^{W-} = 9459 \pm 99$
$N_1^W = N_{raw}^W / (\epsilon_{Iso} \cdot \epsilon_{trigger} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{id})$	$\epsilon_{Iso} \cdot \epsilon_{trigger} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{id} = \epsilon_{MC} \cdot SF$
$N_1^W = N_{raw}^W / (\epsilon_{MC} \cdot SF)$	$\epsilon_{MC}(W^+) = (81,10 \pm 0,09)\%$ $\epsilon_{MC}(W^-) = (80,98 \pm 0,11)\%$ $SF(W^+) = 0,974 \pm 0,138$ $SF(W^-) = 0,959 \pm 0,143$

Synthèse

- 1) La méthode TnP permet de calculer et de comparer des efficacités avec des événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ dans les données et les simulations. Le rapport des deux efficacités obtenues est proche de 1 si la simulation ne comporte aucun biais. Sinon, ce rapport aussi appelé *scale factor* (SF), est appliqué comme coefficient correcteur de l'efficacité ϵ_{MC} . Pour l'analyse W , les efficacités TnP sont déterminées pour les deux charges et pour les dix intervalles de pseudo-rapidité.
- 2) Pour vérifier les critères de reconstruction du muon, les segments du système à muon sont sélectionnés, et la trace reconstruite dans le trajectographe est testée. Avec une valeur intégrée $SF^{reco} = 0,997 \pm 0,004$, les corrections sont mineures et localisées aux intersections tonneau/bouchons.
- 3) Les critères d'identification et d'isolation sont vérifiés à partir de la sélection de traces de bonne qualité. Avec une valeur intégrée, $SF^{Id+Iso} = 0,952 \pm 0,007$ reflète que la multiplicité des données n'est pas parfaitement reproduite dans les simulations et que les corrections en efficacité sont sous-estimées.
- 4) L'efficacité de trigger est calculée sur des muons qui satisfont les critères de reconstruction, identification et isolation. En valeur intégrée, $SF^{Trig} = 0,996 \pm 0,007$. L'accord simulation/données est satisfaisant même si quelques différences apparaissent dans les bouchons.
- 5) Les trois $SF(\eta)$ sont factorisés pour n'en former qu'un qui sera appliqué pour obtenir le nombre de $W^+(\eta)$ et $W^-(\eta)$ corrigés.

5.3 Vérifications finales

« Veuillez attacher votre ceinture, redresser votre siège et remonter votre tablette ». L'hôtesse passe auprès de chacun et vérifie que tout est en règle en vue de l'atterrissage. Avant d'utiliser les SF pour obtenir le nombre de W corrigé, il faut s'assurer que les SF sont cohérents et fiables. De même, l'utilisation de l'isolation ne doit pas être prise à la légère. N'ayant pas d'éléments de comparaison pour cette variable il faut redoubler de vigilance et trouver un moyen de s'auto-contrôler.

5.3.1 Validation de la méthode TnP

Afin de vérifier la cohérence des valeurs de SF , il est possible de confronter les valeurs de ϵ_{TnP} obtenues dans les simulations à celles de ϵ_{MC} (efficacité totale directement obtenues dans les simulations à l'aide des informations engendrées, et non du pic de masse du Z). En effet, si ϵ_{TnP}^{reco} , ϵ_{TnP}^{Id+Iso} et ϵ_{TnP}^{Trig} sont correctement établies, sans aucun recouvrement dans les définitions et une procédure d'ajustement fiable, alors la résultante ϵ_{TnP} doit être équivalente à ϵ_{MC} . En collisions pp, la différence entre les deux efficacités est inférieure à 1% (recommandation données par le groupe muon de CMS). Si nous voulons valider la procédure TnP et certifier qu'aucun biais ne reste, il nous faut également obtenir cet accord.

Or, dans l'état actuel de l'analyse nous avons une différence de 4% entre les deux valeurs intégrées :

$$\begin{cases} \epsilon_{MC} = (80,67 \pm 0,06)\% \\ \epsilon_{TnP} = \epsilon_{Id+Iso} \cdot \epsilon_{reco} \cdot \epsilon_{Trig} = (85,10 \pm 0,10)\% \end{cases} \quad (5.32)$$

Cela dit, en comparant ces deux valeurs nous sommes en train de commettre plusieurs erreurs.

Remarque : Une seule configuration MC est nécessaire pour s'assurer de la cohérence entre ϵ_{MC} et ϵ_{TnP} . Nous avons choisi celle qui représente 60% des données, c'est à dire la configuration pPb. Les valeurs énoncées ci-dessus et pour la suite de cette section correspondent donc à cette seule configuration.

Tout d'abord, il faut considérer une efficacité ϵ_{MC} obtenue dans une simulation $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ (et non $W \rightarrow \mu^+ + \nu$) afin d'effectuer une juste comparaison. Or pour l'instant, nous avons calculé ϵ_{MC} dans des événements $W \rightarrow \mu + \nu$ afin de corriger le nombre N_{raw}^W de W extraits. Mais, pour un test de compatibilité des efficacités il faut tenir compte des différences qui existent entre la cinématique des muons issus de bosons W et Z . Nous avons donc dû estimer l'efficacité d'un muon seul dans la simulation $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$, selon l'équation 5.1. Toutes les coupures de l'analyse (hormis le « Z veto », qui de toute façon n'enlève aucun événement dans une simulation $W \rightarrow \mu + \nu$) sont donc appliquées à tous les muons de la simulation Z . La valeur ainsi obtenue réduit la différence avec ϵ_{TnP} de 1,5% :

$$\epsilon_{MC}^z = (82,30 \pm 0,04)\% \quad (5.33)$$

L'efficacité d'un muon seul dans un processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ est légèrement plus haute que dans des $W \rightarrow \mu + \nu$ à cause des critères d'isolation et de trigger. La figure 5.16 représente les valeurs de ϵ_{MC}^z estimées par intervalle de pseudo-rapacité. Il s'agit de la figure analogue à celle obtenue en 5.1. Avant l'application de la coupure d'isolation et de trigger, les valeurs intégrées de ϵ_{MC} sont équivalentes pour des processus W et Z (ligne verte foncée). Cela est attendu puisque la reconstruction et l'identification ne doivent pas dépendre du processus observé, pour des muons ayant le même ordre de grandeur en impulsion transverse. Pour l'isolation et le trigger c'est différent. Les bosons W ont une cinématique qui pousse leur muon de désintégration vers les extrémités du système à muons (les μ^+ sont en majorité entre $-2,4 < \eta < -1$ et les μ^- entre $1 < \eta < 2,4$, même au-delà de notre limite d'acceptance). Puisque, comme nous l'avons vu précédemment en 5.2.3 et 5.2.4, les efficacités d'isolation et de trigger dépendent de la pseudo-rapacité, avec des valeurs plus faibles pour ϵ_{Trig} dans les intervalles situés aux extrémités, alors la concentration de muon provenant des W dans ces intervalles provoque cette baisse d'efficacité par rapport aux muons des Z .

Calculer ϵ_{MC} dans des événements $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ n'est pas encore suffisant pour obtenir une juste comparaison avec ϵ_{TnP} . En effet, il faut également tenir compte des deux points suivants :

1. L'efficacité ϵ_{MC}^z est calculée à partir du rapport des muons reconstruits et générés. Or, la perte d'efficacité due au fait que certains muons générés pour

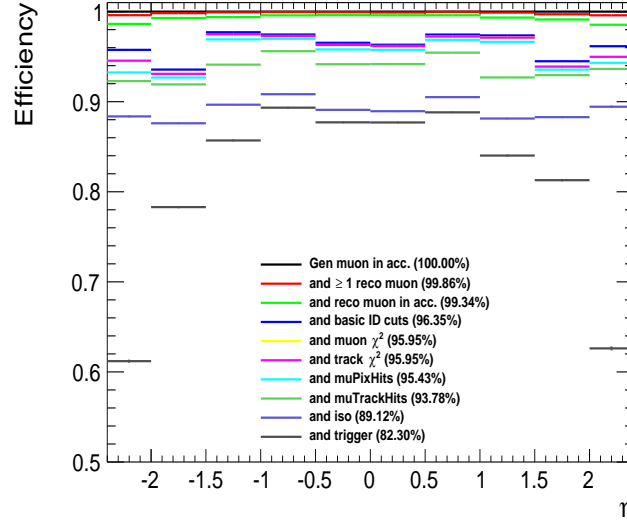


FIGURE 5.16 – Distribution de ϵ_{MC}^z obtenue dans la simulation $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ dans la configuration pPb, par intervalle de η^μ mais charge confondue. Il s’agit de l’équivalent de la figure 5.1.

$|\eta| < 2,4$ et $p_T > 25$ GeV/c ne sont pas du tout reconstruits (environ 1% d’inefficacité) ne peut être prise en compte dans ϵ_{TnP} (par définition). Il faut donc calculer ϵ_{MC}^z uniquement avec des muons reconstruits, sans prendre en compte l’information des générés.

2. Pour le calcul de ϵ_{TnP} les événements Z choisis possèdent tous deux muons dans l’acceptance (un *tag* et une *probe*). Or, pour le calcul de ϵ_{MC}^z , tous les muons reconstruits sont soumis à la sélection de l’analyse W , c’est à dire indépendamment de la présence d’un autre muon dans l’acceptance. Mais, lorsque les deux muons sont dans l’acceptance, comme lors du calcul de ϵ_{TnP} , le Z est en fait produit à rapidité centrale ce qui favorise l’efficacité de trigger.

Ainsi pour obtenir une comparaison qui ait du sens, il faut traiter ϵ_{MC}^z comme suit :

1. Le dénominateur de l’équation 5.1, qui fait apparaître les muons générés, doit être remplacé par les muons reconstruits entre $|\eta| < 2,4$ et $p_T > 25$ GeV/c :

$$\epsilon_{MC}^z = \frac{N_{p_T > 25, |\eta^\mu| < 2.4, \text{ toutes sélections}}^{\text{reco}}}{N_{p_T > 25, |\eta^\mu| < 2.4}^{\text{reco}}} \quad (5.34)$$

2. L’efficacité ϵ_{MC}^z doit être calculée uniquement pour des événements Z ayant un second muon dans l’acceptance afin de reproduire les conditions de ϵ_{TnP} , c’est à dire $|\eta| < 2,4$ et $p_T > 15$ GeV/c.



Une fois ces prérogatives prises en compte, l’efficacité ϵ_{MC}^z devient :

$$\epsilon_{MC}^z = (84,80 \pm 0,05)\% \quad (5.35)$$

La différence entre ϵ_{MC}^z et ϵ_{TnP} n’est donc plus que de 0,3. Ceci valide notre procédure d’ajustement pour la méthode TnP et nous assure que toutes les coupures sont vérifiées. La différence entre $\epsilon_{MC}^z(\eta)$ et $\epsilon_{TnP}(\eta)$ sera estimée en 6.1 et utilisée comme incertitude systématique sur la méthode TnP.

5.3.2 Maîtrise de l'isolation grâce aux SF

L'isolation est la variable de cette analyse la plus délicate à utiliser et à comprendre. Avec une différence de 4% entre les valeurs de ϵ_{TnP} obtenues dans les données et les simulations, et donc une correction de ϵ_{MC} conséquente, il faut absolument s'assurer qu'elle n'introduit pas de biais.

La variable d'isolation permet de réduire drastiquement le bruit de fond QCD. Sans l'isolation l'échantillon d'événements entrant dans les vingt distributions de \cancel{E}_T en 4.3, n'est plus 24 387 mais 49 461. Si l'analyse W comportait uniquement le canal $W \rightarrow \mu + \nu$, nous aurions peut être pu envisager de ne pas utiliser cette variable (mais l'incertitude sur le bruit de fond QCD aurait été plus élevée). Mais, l'analyse ne se limite pas au canal muonique. Or, pour le canal $W \rightarrow e + \nu$ le bruit de fond QCD est beaucoup plus important et l'analyse sans isolation n'est pas réalisable. La figure 5.17 représente la distribution de \cancel{E}_T pour des événements sélectionnés par le muon de désintégration à gauche et par l'électron à droite. Aucun critère d'isolation n'est appliqué pour la distribution rouge.

Pour le canal muonique, la coupure d'isolation enlève des événements en dessous de 20 GeV/c et la forme de la distribution reste dominée par le signal W . Un ajustement de \cancel{E}_T est réalisable même sans cette coupure. Pour le canal électronique en revanche, la distribution est dominée par du bruit de fond QCD. Un ajustement précis est irréalisable sans isoler l'électron. Or, il est primordiale de s'assurer que l'isolation n'apporte aucun biais, en particulier dans le canal électronique qui repose crucialement sur ce critère. Afin de vérifier ce critère d'isolation, nous utilisons donc le canal muonique. L'idée est de finaliser une analyse $W \rightarrow \mu + \nu$ sans utiliser le critère d'isolation. Si les résultats sont compatibles avec ceux de l'analyse alors nous aurons la preuve que techniquement l'isolation est contrôlée et qu'elle n'apporte aucun biais.

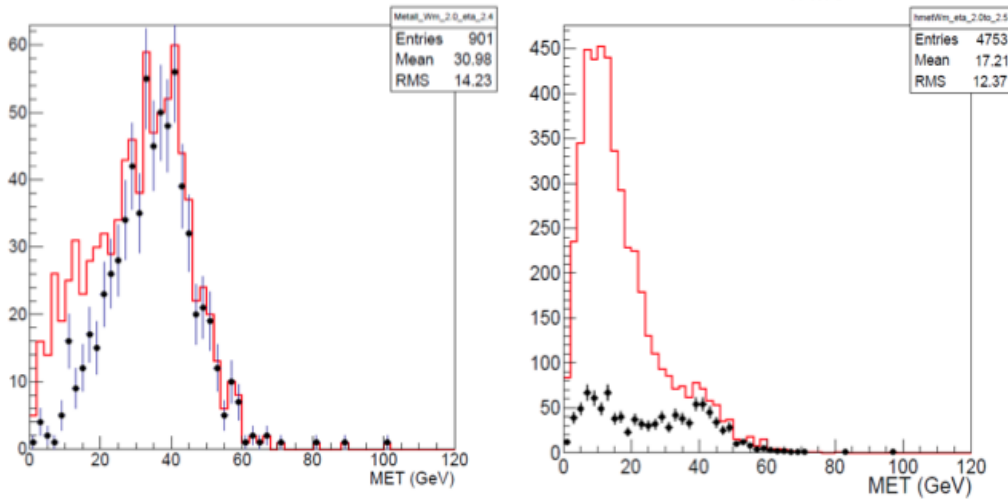


FIGURE 5.17 – Distribution de \cancel{E}_T obtenue par la sélection du muon à gauche, et par la sélection de l'électron à droite. Les leptons ont $p_T > 25$ GeV/c et satisfont les critères de reconstruction et d'identification mais sans critère d'isolation pour l'histogramme rouge. Les distributions noires sont avec le critère d'isolation est correspondent donc aux distributions utilisées pour extraire le signal W de ces analyses. L'intervalle de pseudo-rapidité représenté est l'un des moins favorables : $2 < \eta < 2,4$ ($2,5$ pour les électrons).

Sans reprendre tous les détails, il faut donc extraire un nombre de W des distributions de \not{E}_T , et cette fois sans isolation. Puis, calculer l'efficacité ϵ_{MC} correspondante et enfin les SF^{Id} :

1. Pour l'extraction des W la même normalisation du bruit de fond électrofaible est utilisée que celle de l'analyse principale. En effet, dans les simulations l'isolation ne dépend pas de η et le rapport des efficacités n'est donc pas modifié. Pour estimer le bruit de fond QCD, le paramètre β n'est plus extrapolé à la région de signal ($Iso < 0,1 \cdot p_T^\mu$) mais simplement moyenné sur la distribution des muons non isolés. Nous obtenons $\beta = -4,1$ après ajustement de leur distribution en \not{E}_T .
2. Pour les efficacités, ϵ_{MC} s'estime en enlevant le critère d'isolation du numérateur de l'équation 5.1.
3. Les SF^{Id+Iso} deviennent simplement SF^{Id} .

Les tables 5.11 et 5.12 exposent les nombres de W^+ et W^- extraits sans isolation, les efficacités ϵ_{MC} associées et SF^{Id} . Les nombres de W corrigés ($N^{cor}(\mu^\pm, \eta)$) sont calculés selon la relation :

$$N^{cor}(\mu^\pm, \eta) = \frac{N_{raw}^W}{\epsilon_{MC} \cdot SF}(\mu^\pm, \eta) \simeq N_1^W(\mu^\pm, \eta) \quad (5.36)$$

Les nombres de W^+ et W^- corrigés obtenus sans l'utilisation de l'isolation du muon sont comparés, toujours dans les tables 5.11 et 5.12, aux nombres de W corrigés de cette analyse, c'est à dire avec des muons isolés ($N_1^W(\mu^\pm, \eta)$). Si l'isolation n'apporte pas de biais, les nombres de W corrigés doivent être équivalents. Une partie de l'erreur statistique est corrélée c'est pourquoi il vaut mieux ne pas en tenir compte, ou alors à hauteur de 30 % des erreurs indiquées (sans l'isolation le nombre de W extrait est supérieur de 30 %, ce qui correspond au pourcentage d'événements décorrélés). Les figures 5.18 et 5.19 représentent la distribution de $N^{cor}(\mu^\pm, \eta)$ et $N_1^W(\mu^\pm, \eta)$ provenant des tables 5.11 et 5.12, respectivement.

η^{μ^+}	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
N_{raw}^W	926 ± 34	1459 ± 45	1552 ± 49	1648 ± 51	1579 ± 50
ϵ_{MC}	61,84±1,01	82,93±0,70	88,82±0,55	93,81±0,44	92,58±0,47
SF_{Id}	0,998 ± 0,020	0,955 ± 0,025	0,993 ± 0,011	1,009 ± 0,008	0,968 ± 0,016
SF	1,053 ± 0,071	0,934 ± 0,040	0,995 ± 0,024	1,000 ± 0,016	0,924 ± 0,025
N^{cor}	1422 ± 112	1884 ± 101	1756 ± 71	1757 ± 62	1846 ± 77
N_1^W	1428 ± 119	1786 ± 100	1695 ± 69	1682 ± 62	1894 ± 87
η^μ	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
N_{raw}^W	1463 ± 50	1633 ± 49	1323 ± 28	986 ± 35	391 ± 21
ϵ_{MC}	92,79±0,47	93,75±0,44	88,02±0,60	85,05±0,73	62,74±1,05
SF_{Id}	0,966 ± 0,017	1,004 ± 0,009	1,009 ± 0,008	1,005 ± 0,019	0,966 ± 0,026
SF	0,967 ± 0,021	1,013 ± 0,015	1,008 ± 0,025	1,054 ± 0,029	1,085 ± 0,066
N^{cor}	1630 ± 66	1719 ± 58	1491 ± 50	1100 ± 50	574 ± 48
N_1^W	1635 ± 67	1626 ± 55	1441 ± 66	1034 ± 51	571 ± 49

TABLE 5.11 – Valeurs de N_{raw}^W , ϵ_{MC} , SF_{Id} obtenus pour des μ^+ non isolés. Le SF total est obtenu en remplaçant SF_{Id+Iso} par SF_{Id} . Le nombre de W corrigé, estimé à partir de l'équation 5.36, pour des muons non isolés est noté N^{cor} . Il est comparé aux nombres de W corrigés obtenus avec des muons isolés, N_1^W , pour lesquels les valeurs de N_{raw}^W , ϵ_{MC} , SF sont prises dans les tables 4.7, 5.1 et 5.10, respectivement. Les erreurs sur N^{cor} et N_1^W sont les incertitudes statistiques.

η^{μ^-}	$[-2,4;-2]$	$[-2;-1,5]$	$[-1,5;-1]$	$[-1;-0,5]$	$[-0,5;0]$
N_{raw}^W	537 ± 26	958 ± 37	1056 ± 40	1184 ± 43	1256 ± 45
ϵ_{MC}	$62,83 \pm 1,02$	$84,11 \pm 0,68$	$88,20 \pm 0,58$	$93,32 \pm 0,46$	$92,64 \pm 0,47$
SF_{Id}	$0,927 \pm 0,031$	$1,000 \pm 0,019$	$1,000 \pm 0,009$	$0,980 \pm 0,014$	$0,982 \pm 0,014$
SF	$1,072 \pm 0,069$	$1,032 \pm 0,034$	$1,009 \pm 0,023$	$0,914 \pm 0,026$	$1,004 \pm 0,019$
N^{cor}	797 ± 65	1104 ± 57	1187 ± 53	1388 ± 74	1350 ± 55
N_1^W	844 ± 72	1050 ± 54	1164 ± 53	1315 ± 63	1361 ± 61
η^{μ^-}	$[0;0,5]$	$[0,5;1]$	$[1;1,5]$	$[1,5;2]$	$[2;2,4]$
N_{raw}^W	1206 ± 44	1242 ± 42	1225 ± 41	1084 ± 37	664 ± 28
ϵ_{MC}	$93,01 \pm 0,46$	$93,86 \pm 0,43$	$87,70 \pm 0,59$	$84,44 \pm 0,71$	$62,40 \pm 0,99$
SF_{Id}	$0,988 \pm 0,013$	$0,998 \pm 0,010$	$0,993 \pm 0,010$	$0,963 \pm 0,023$	$0,992 \pm 0,021$
SF	$0,942 \pm 0,020$	$0,994 \pm 0,017$	$0,960 \pm 0,027$	$0,925 \pm 0,037$	$1,058 \pm 0,070$
N^{cor}	1362 ± 58	1331 ± 51	1455 ± 64	1388 ± 74	1006 ± 80
N_1^W	1346 ± 57	1357 ± 55	1491 ± 68	1408 ± 82	994 ± 83

TABLE 5.12 – Valeurs de N_{raw}^W , ϵ_{MC} , SF_{Id} obtenus pour des μ^- non isolés. Le SF total est obtenu en remplaçant SF_{Id+Iso} par SF_{Id} . Le nombre de W corrigé, estimé à partir de l'équation 5.36, pour des muons non isolés est noté N^{cor} . Il est comparé aux nombres de W corrigés obtenus avec des muons isolés, N_1^W , pour lesquels les valeurs de N_{raw}^W , ϵ_{MC} , SF sont prises dans les tables 4.7, 5.1 et 5.10, respectivement. Les erreurs sur N^{cor} et N_1^W sont les incertitudes statistiques.

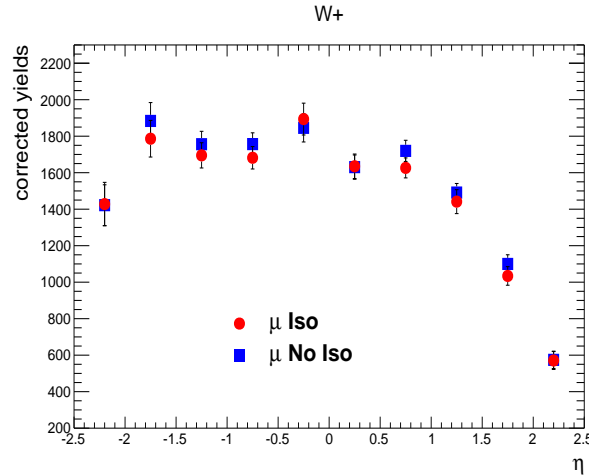


FIGURE 5.18 – Distribution de N^{cor} (bleu) et N_1^W (rouge) pour les W^+ en fonction de la pseudo-rapidité. Les valeurs correspondent à celles de la table 5.11. Le proton est dirigé vers $-y$.



Les comparaisons entre les nombres corrigés obtenus en appliquant, ou non, l'isolation sur le muon, sont en excellent accord. Pour chaque intervalle et pour chaque charge, les nombres ne diffèrent pas de plus de 5% et en moyenne la différence est plutôt de 3-4 %. Les systématiques déterminées en section 6.1 couvrent cette différence. L'isolation des muons est maîtrisée et les biais qu'elle provoque dans les simulations sont couverts à l'aide de la correction apportée par les SF .

Remarque : Utiliser les SF afin de corriger l'efficacité ϵ_{MC} , trop haute, permet de compenser les biais de la simulation. Cette méthode est donc validée puisque nous obtenons, dans le canal $W \rightarrow \mu + \nu$, des résultats compatibles sans utiliser ce critère d'isolation. Par extrapolation si cette méthode est valide dans ce canal alors elle doit également l'être pour $W \rightarrow e + \nu$.

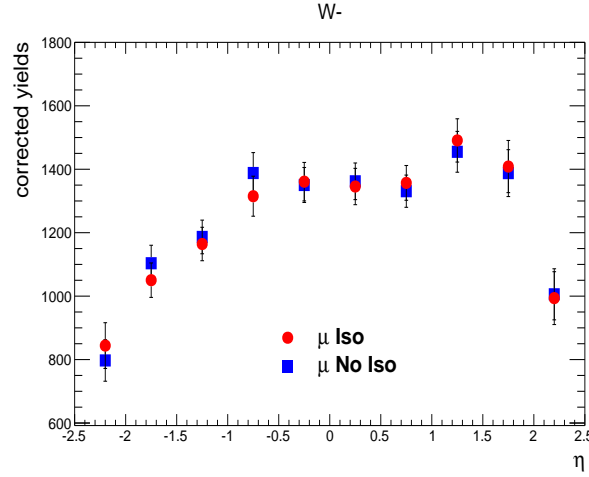


FIGURE 5.19 — Distribution de N^{cor} (bleu) et N_1^W (rouge) pour les W^- en fonction de la pseudo-rapidité. Les valeurs correspondent à celles de la table 5.12. Le proton est dirigé vers $-y$.

Synthèse

- 1) La factorisation des trois efficacités TnP, ϵ_{TnP}^{reco} , ϵ_{TnP}^{Id+Iso} et ϵ_{TnP}^{Trig} , est vérifiée avec les valeurs de ϵ_{MC} obtenues à partir de simulations $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$. Chacune des coupures de l'analyse est prise en compte et vérifiée. Les définitions des trois efficacités TnP sont donc validées ainsi que les SF .
- 2) L'excellent accord entre les résultats corrigés par l'efficacité ϵ_{MC} et les SF , en isolant les muons et sans les isoler, assure que les biais induits par le critère d'isolation sont totalement couverts par l'ajout de la correction apportée par les SF .

Atterrir en pays inconnu

Le vrai voyageur ne sait pas où il va.
 Proverbe chinois.

Le moment tant attendu est enfin arrivé ! Les passagers impatients regardent à travers les hublots dans l'espoir d'apercevoir leur destination. Que va-t-on découvrir ? L'excitation nous gagne. Après avoir estimé séparément toutes les contributions aux sections efficaces de production des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}$, il est temps de les réunir et de découvrir les résultats.

6.1 Estimer les incertitudes systématiques

La piste d'atterrissage est en vue. Le voyage s'est bien déroulé et tous nos passagers devraient arriver à destination. Cependant, atterrir est toujours une étape délicate pour l'équipage. Aucune erreur n'est permise. Il est temps d'estimer les dernières incertitudes (systématiques) sur la mesure du W .

Le nombre de W corrigé, qui s'exprime par l'équation 5.7, peut désormais être calculé pour chaque charge et pour chaque intervalle de pseudo-rapidité. Avant de calculer les résultats finaux, il faut assigner une incertitude systématique sur le nombre de W corrigé obtenu. Les incertitudes systématiques à considérer proviennent :

- de l'extraction du signal (N_{raw}^W), qui amène deux sources d'incertitudes. En effet, le signal extrait des modélisations de \not{E}_T , suivant l'équation 4.11, dépend principalement de la normalisation du bruit de fond $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ et de l'estimation du bruit de fond QCD ;
- l'efficacité ϵ_{MC} corrigée du (SF) ;
- de l'efficacité du filtre PU (96 %).

La systématique du filtre PU a déjà été déterminée à $\pm 0,5$ % en estimant le rejet du filtre sur des événements Z (Cf. 3.2.2). Il est important de préciser que le filtre PU ne dépend pas de la pseudo-rapidité, nous pouvons donc considérer cette incertitude comme entièrement corrélée d'un intervalle à l'autre. En revanche, les autres sources d'incertitude doivent être déterminées en fonction de la pseudo-rapidité du muon.

6.1.1 Normalisation électrofaible

La normalisation du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ repose sur la rapport ($k1'$) des sections efficaces des bosons Z et W en collisions pp (Cf. 4.3.1). Rappelons que ce rapport est différencié par charge (σ_Z/σ_{W^+} et σ_Z/σ_{W^-}). Les variations du nombre de W^+ , W^- et Z par intervalle de pseudo-rapidité sont prises en compte par le facteur d'acceptance (calculé sur des simulations pPb). Par conséquent l'effet d'isospin, première différence entre des collisions pp et pPb est quand même pris en compte. La seconde source de différence entre des collisions pp et pPb, est la modification des PDFs en milieu nucléaire. La figure 6.1 représente les sections efficaces du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ en collisions pPb, en fonction de la rapidité du boson Z . Les données sont comparées à trois paramétrisations. La première, MCFM, ne suppose pas de modifications et considère que les 208 nucléons de plomb sont une superposition de PDFs de proton libre. Dans ce set aucune différence n'est faite entre proton et neutron. L'effet d'isospin est ici négligé mais il est faible sur les bosons Z , créés par fusion d'une paire $q\bar{q}$. Les deux autres considèrent la proportion de nucléons (et donc un effet d'isospin) ainsi que des modifications nucléaires. Les paramétrisations EPS09 et DSSZ sont appliquées (pour ces comparaisons) toutes deux aux mêmes PDFs de nucléon libre (MCFM + MSTW2008NLO PDF). Les effets nucléaires attendus sont faibles comme nous pouvons le voir sur la figure (lignes verte et noire/marron). La différence entre les deux paramétrisations de nPDFs (ligne noire et marron) est encore plus mince. Cette comparaison données et paramétrisations semble indiquer un léger déficit à grande rapidité, la région du shadowing. Les données suggèrent une modification maximum de 10 %, comparées aux PDFs de proton libre.

Ces possibles modifications nucléaires ne sont pas prises en compte dans le rapport $k1'$. Nous pouvons supposer que le taux de bosons Z et W est modifié dans les mêmes proportions. Si les deux bosons subissent les mêmes effets dans un intervalle de pseudo-rapidité donné, alors les effets nucléaires s'annulent dans le rapport des sections efficaces. Mais, si les effets sont opposés, alors les modifications engendreraient une différence de 20 % au maximum (10 % pour chacun des bosons) sur le rapport des sections efficaces (fondée sur les mesures de la figure 6.1). Nous avons donc choisi qu'une variation de 20% du nombre de Z devrait être considérée comme

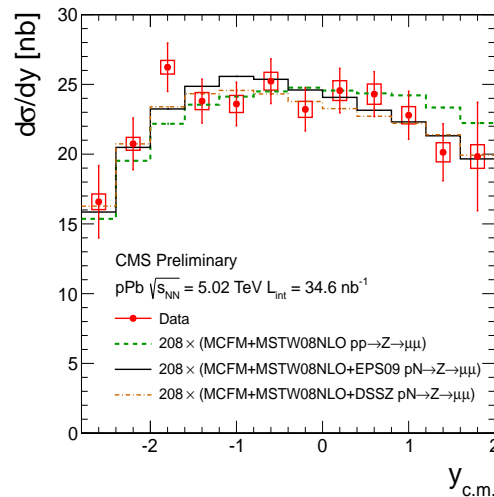


FIGURE 6.1 – Section efficace différentielle en rapidité du processus $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ en collisions pPb [116].

η	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
$W^+(\%)$	1,6	1,6	1,5	1,3	1,1
$W^-(\%)$	3,2	2,8	2,4	2,0	1,5
η	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
$W^+(\%)$	1,2	1,3	1,4	1,8	2,0
$W^-(\%)$	1,4	1,5	1,6	1,7	1,6

TABLE 6.1 – Incertitude systématique sur le nombre de W^+ et W^- , provenant de la normalisation du processus $Z \rightarrow \mu^- + \mu^-$ lors de l'extraction du signal par la modélisation de \cancel{E}_T . Le proton est dirigé vers $-y$.

incertitude systématique sur la normalisation $k1'$. Pour chaque intervalle de pseudo-rapidité, 20 % du nombre de $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ estimé dans la table 4.7, est rapporté à la quantité de signal $W \rightarrow \mu + \nu$ correspondant. La table 6.1 détaille l'incertitude systématique obtenue sur W^+ et W^- pour chaque intervalle de pseudo-rapidité du muon.

6.1.2 Modélisation du bruit de fond QCD

L'estimation du bruit de fond QCD résulte de l'extrapolation des paramètres β obtenus par l'ajustement et extrapolation des distributions de \cancel{E}_T des muons non-isolés dans les données, à la zone de signal (Cf. figure 4.15). La fonction empirique utilisée pour reproduire la distribution de \cancel{E}_T est changée afin d'obtenir une variation du bruit de fond QCD et de considérer la différence comme incertitude systématique. Pour cela, nous suivons les étapes suivantes :

1. Une autre fonction est choisie pour ajuster la distribution de \cancel{E}_T du bruit de fond QCD. Il s'agit d'une lognormale asymétrique à quatre paramètres qui se définit suivant :

$$\begin{aligned}
 f(x) &= C/\sqrt{2\pi\sigma_L\sigma_R} \exp(-0.5((\log(x) - x_0)/\sigma_L)^2) & \text{si } \log(x) < x_0 \\
 f(x) &= C/\sqrt{2\pi\sigma_L\sigma_R} \exp(-0.5((\log(x) - x_0)/\sigma_R)^2) & \text{si } \log(x) > x_0
 \end{aligned}$$

Cette fonction est testée sur notre échantillon de données afin de valider sa capacité à reproduire la forme du bruit de fond QCD. Cela dit, les paramètres de la fonction (x_0 , σ_L et σ_R) montrent moins de dépendance en fonction de l'isolation des muons, au contraire de la fonction nominale utilisée dans cette analyse. Par conséquent nous ne réalisons aucune extrapolation des paramètres en fonction de l'isolation et nous considérerons un seul intervalle de muons non-isolés : $0,5 < \text{Iso} < 1$ (au lieu de quatre répartis entre $0,4 < \text{Iso} < 0,8$). L'avantage est qu'ainsi nous allons pouvoir réaliser des ajustements pour chacun des dix intervalles de pseudo-rapidité, chose qui n'est pas possible avec la fonction principale, qui certes décrit plus précisément le bruit de fond QCD mais ne permet pas de réaliser 40 ajustements (4×10) à cause de notre statistique limitée de muons non-isolés. Deux exemples d'ajustements avec l'asymétrie lognormale sur des muons non-isolés sont représentés en figure 6.2.

2. Nous pourrions estimer la différence de bruit de fond QCD dans les données en utilisant les paramètres extraits pour chaque intervalle. Cependant, un défaut flagrant dans cette méthode de détermination d'incertitude systématique, est

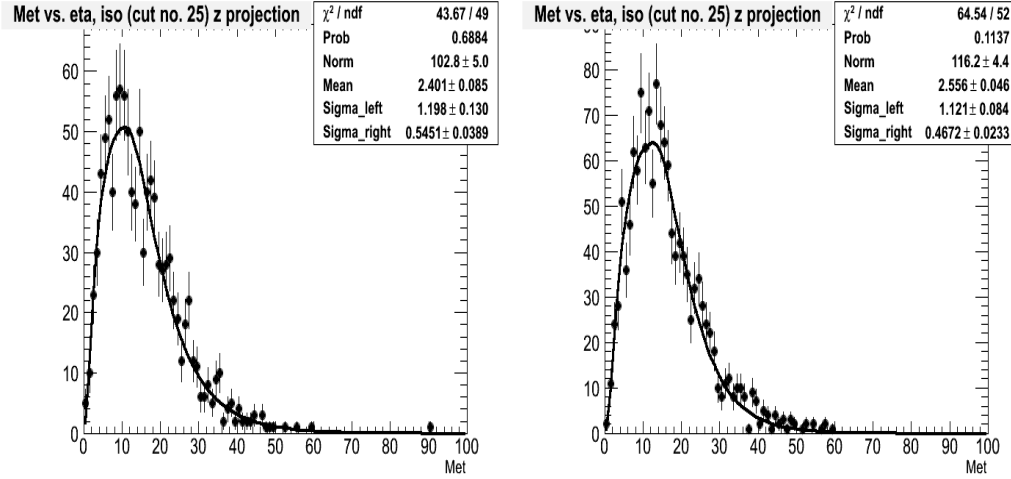


FIGURE 6.2 – Distributions de \cancel{E}_T provenant des muons non-isolés des données ayant $p_T > 25$ GeV/c ainsi que toutes les coupures de qualité de la table 4.1. L’ajustement est réalisé avec la fonction lognormale asymétrique et les paramètres x_0 , σ_L et σ_R sont montrés. Il s’agit des intervalles $-1.0 < \eta < -0.5$ (gauche) et $0.5 < \eta < 1.0$ (droite). Le proton est dirigé vers η négatif.

le fait que nous utilisons le même lot de données. Idéalement il faudrait tester ces différentes modélisations de bruit de fond QCD sur plusieurs échantillons de données différents. Pour remédier à ce problème nous avons produit des pseudo-expériences qui prennent en entrée la forme du bruit de fond QCD basée sur une fonction asymétrique lognormale. Les paramètres x_0 , σ_L et σ_R sont variés dans leur incertitude selon une gaussienne afin d’obtenir un nouvel échantillon de « données » QCD. Le paramètre C qui donne la normalisation, est fixé à la proportion de bruit de fond QCD par rapport au signal W , extraits en table 4.7 pour chaque intervalle de pseudo-rapacité. Un exemple de pseudo-expérience représentant la contribution QCD est représenté à gauche de la figure 6.3. L’échantillon de pseudo-données produites (histogramme rouge) provient de la variation de l’ajustement de la fonction lognormale asymétrique sur les données (histogramme bleu). L’histogramme vert correspond à l’ajustement de la distribution rouge par la fonction principale de l’analyse (équation 4.8) qui sera utilisé pour estimer la nouvelle contribution QCD une fois que le lot de pseudo données sera complété des contributions électrofaibles.

3. Les contributions électrofaibles : $W + Z + W_\tau$ sont estimés à partir des données ayant un muon de bonne qualité, isolé et de $p_T > 25$ GeV/c (entrant dans les distributions de $N(\cancel{E}_T)$ de l’équation 4.11), aux quelles les contributions QCD évaluées précédemment (avec la fonction lognormale) sont soustraites.
4. Avec cette procédure, 1 000 événements de pseudo-données sont produits pour chaque intervalle de pseudo-rapacité et pour chaque charge. Une fois les échantillons de « nouvelles » données obtenus, la procédure de modélisation de \cancel{E}_T est réalisée avec cette fois la fonction empirique utilisée dans l’analyse principale pour estimer le bruit de fond QCD de ces pseudo données. A droite de la figure 6.3 un exemple de la modélisation des pseudo-expériences est donnée. La qualité de l’ajustement est moins bonne que celle obtenue des modélisations des données mais elle reste correcte et permet d’évaluer une incertitude systématique sur le bruit de fond QCD.
5. La différence de contamination QCD obtenue entre cette dernière estimation

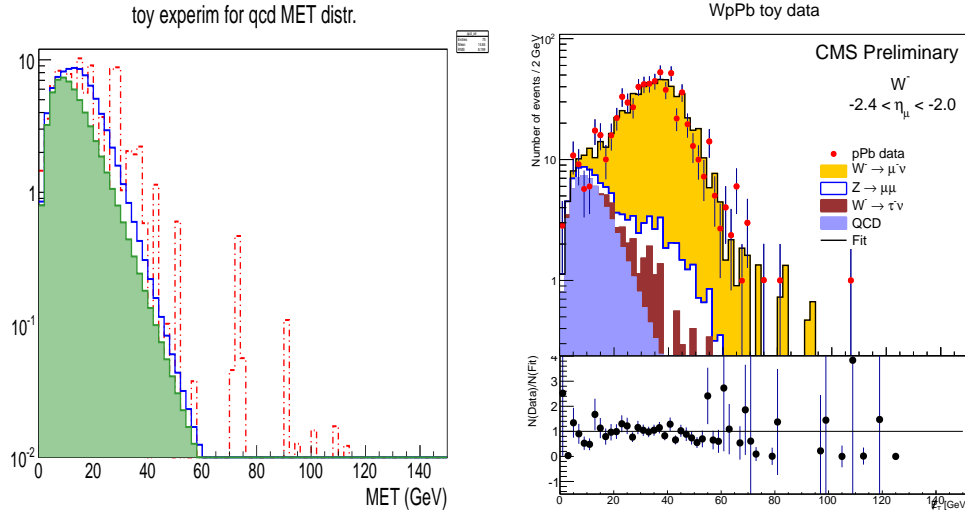


FIGURE 6.3 – Distributions de \cancel{E}_T provenant de muons non-isolés ayant $p_T > 25$ GeV/c. A gauche, il s'agit d'un exemple de pseudo-expérience pour lequel les pseudo-données (rouge) sont obtenues par variation des paramètres de la fonction lognormale asymétrique réalisée sur les muons non-isolés des données (bleu). L'ajustement des pseudo-données QCD par la fonction principale correspond à l'histogramme vert. A droite, il s'agit de la modélisation de \cancel{E}_T réalisée avec la procédure principale de l'analyse sur les pseudo-données obtenues dans l'intervalle $-2,4 < \eta_\mu < -2$ pour les W^- .

(utilisant le fonction principale) et la contribution QCD donnée en entrée (provenant de la fonction lognormale), rapportée au signal W , est prise comme incertitude systématique. La table 6.2 exposent l'incertitude systématique liée à la modélisation du bruit de fond QCD, sur le signal W pour chaque charge et intervalle de pseudo-rapidité.

η	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
$W^+(\%)$	0,3	1,3	0,2	0,4	0,6
$W^-(\%)$	0,7	2,0	1,5	0,3	0,4
η	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
$W^+(\%)$	0,6	0,7	0,5	0,7	0,1
$W^-(\%)$	0,7	0,4	0,6	0,5	0,7

TABLE 6.2 – Incertitude systématique sur le nombre de W^+ et W^- provenant de la modélisation du bruit de fond QCD. Le proton est dirigé vers η négatif.

Remarque : A titre de comparaison, dans le canal électron où le bruit de fond QCD est beaucoup plus important (en particulier dans les bouchons), l'erreur systématique varie entre 0,8 et 3,9 %. Cet excès de bruit de fond QCD par rapport au canal muon, provient en grande partie de hadrons chargés produits lors de la fragmentation de jets et qui sont reconstruits comme des électrons.

6.1.3 Efficacité ϵ_{MC} et SF

Les incertitudes systématiques des SF doivent couvrir les biais de la procédure TnP (Cf. 5.2), pouvant provenir des définitions choisies pour la *probe* (si recouvrement ou manque de sélections) et des ajustements réalisés sur les *passing* et *failing*

η	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
$1 - (\epsilon_{MC}/\epsilon_{TnP})$ (%)	0,6	0,3	0,7	0,5	0,5
η	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
$1 - (\epsilon_{MC}/\epsilon_{TnP})$ (%)	0,5	0,6	0,9	0,4	0,5

TABLE 6.3 – Différence relative entre les efficacités ϵ_{MC} et ϵ_{TnP} prise comme incertitude systématique sur le nombre de W^+ et W^- , afin de couvrir les biais de méthode TnP. Le proton est dirigé vers η négatif.

probe. Ces deux biais sont évalués grâce à la différence relative trouvée entre ϵ_{MC} et ϵ_{TnP} . Une comparaison des efficacités intégrées a déjà été réalisée pour permettre la validation des efficacités TnP avec une différence relative inférieure à 1 % (Cf. 5.3). Il s'agit désormais d'estimer cette différence pour chaque intervalle de pseudo-rapacité afin d'obtenir l'incertitude systématique liée à la procédure TnP. Nous ne considérons pas la différence relative par charge car dans les simulations, les efficacités ϵ_{MC} des W^+ et W^- sont égales. La table 6.3 expose les différences observées prises comme incertitude systématique sur le nombre de W corrigé.

Il reste un dernier point à prendre en compte. La valeur des SF (et donc le nombre de W corrigé) est assortie de l'incertitude statistique des bosons Z présents dans les données. Pour l'instant l'erreur statistique des efficacités TnP obtenues dans les données est propagée aux SF . Conceptuellement, cette source d'incertitude n'est pas propagée au nombre de W en tant qu'erreur statistique puisqu'il s'agit d'une limitation sur le nombre de Z , qui n'est pas directement liée à la statistique du boson W . Pour cette raison, nous préférons considérer l'erreur statistique des SF (dans la table 5.10) comme incertitude systématique sur le nombre de W . La combinaison de cette incertitude avec celle provenant des biais de la méthode TnP, représente l'incertitude systématique totale provenant des SF et les valeurs sont listées dans la table 6.4, pour chaque charge et intervalle de pseudo-rapacité du muon. C'est l'incertitude systématique dominante de cette analyse. Pour améliorer la précision de nos mesures il faudrait plus de bosons Z (et/ou une meilleure efficacité).

Remarque : Dans le canal électron, le nombre de Z est encore plus restreint à cause des efficacités de reconstruction, identification et isolation qui sont plus basses (de 50 à 79 % en fonction de la pseudo-rapacité de l'électron) que celles des muons. Nous n'avons pas pu réaliser le calcul de vingt efficacités TnP dans les données et les charges ont dû être traitées ensemble, diminuant ainsi le nombre de SF à dix. Même avec cette précaution, l'erreur systématique liée au SF varie entre 3 et 10 % sur le nombre de W corrigés. Notons qu'une systématique additionnelle devra être considérée lors du calcul de l'asymétrie de charge (Cf. 6.2.3) pour les électrons, puisque les charges sont traitées ensemble.

η	[-2,4;-2]	[-2;-1,5]	[-1,5;-1]	[-1;-0,5]	[-0,5;0]
Syst (%) from $SF(W^+)$	7,5	4,8	3,0	2,4	3,7
Syst (%) from $SF(W^-)$	7,1	3,8	3,0	3,5	3,2
η	[0;0,5]	[0,5;1]	[1;1,5]	[1,5;2]	[2;2,4]
Syst (%) from $SF(W^+)$	2,9	2,2	3,4	3,4	6,6
Syst (%) from $SF(W^-)$	2,8	2,4	3,4	4,8	7,1

TABLE 6.4 – . Incertitudes systématiques sur la détermination des SF qui contient les biais de la procédure (en table 6.3) et l’erreur statistique des SF . Le proton est dirigé vers η négatif.

Synthèse

- 1) Lors de l’extraction du signal W par la modélisation de \not{E}_T , une systématique apparaît sur la normalisation du bruit de fond $Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-$ puisque nous considérons le rapport des sections efficaces en collisions pp. Les éventuels différences dues au nPDFs sont prises en compte à hauteur de 20 % sur le nombre de Z estimés pour chaque intervalle de pseudo-rapacité (et par charge). Cette estimation est fondée sur la comparaison des sections efficaces du Z en collisions pp et pPb et représente 1,1-3,2 % du nombre de W .
- 2) La modélisation du bruit de fond QCD est la seconde source d’incertitude provenant de l’extraction du signal. Un échantillon de pseudo-données est créé artificiellement en variant la forme du bruit de fond QCD décrite cette fois par une fonction lognormale asymétrique. Cet échantillon, une fois les contributions électrofaibles ajoutées, peut être modélisé suivant la procédure de l’analyse. La différence de bruit de fond QCD observée est prise comme systématique sur le nombre de W corrigé (0,1-2 % du nombre de W).
- 3) La dernière systématique provient des SF . Elle se compose d’une partie tenant compte des biais de la procédure et d’une seconde qui associe le manque de précision des SF à la faible statistique de boson Z . Cette limitation est responsable de la pertinence des résultats et constitue l’incertitude systématique la plus importante de cette analyse (entre 2,2 et 7,5 %).

6.2 Analyser les résultats du voyage


La légère secousse des roues qui touchent la piste est une sensation toujours empreinte de soulagement. Nous sommes enfin arrivés à destination sains et saufs ! Il est temps de savourer le fruit de nos efforts et analyser les résultats.

6.2.1 Sections efficaces de production

Le nombre de W corrigé, calculé à partir de l’équation 5.7 permet d’obtenir les sections efficaces différentielles en pseudo-rapacité du muon, une fois divisé par la luminosité de $34,6 \text{ nb}^{-1}$. L’incertitude systématique de $1,2 \text{ nb}^{-1}$ (soit 3,5 %) sur la

mesure de la luminosité se rajoute à la systématique du nombre de W corrigé.

La figure 6.4 représente la distribution des sections efficaces obtenues en fonction de la pseudo-rapidité du muon, pour les W^+ (gauche) et les W^- (droite). Les résultats obtenus dans le canal muonique (qui font l'objet de ce manuscrit) sont comparés aux section efficaces de production des processus $W^+ \rightarrow e^+ + \nu_e$ et $W^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e$ obtenus en suivant la même procédure (extraction du signal par modélisation de \cancel{E}_T , calculs des efficacités et des SF correspondants). Les valeurs des sections efficaces, obtenues dans les deux canaux, sont reportées dans la table 6.5.

 Les résultats finaux sont présentés dans la configuration où le proton est dirigé vers η positif, convention usuelle pour présenter des données pPb. Pour notre analyse nous avons choisi de réaliser l'analyse dans la configuration inverse pour plus de facilités (car 60 % des données). Désormais les résultats sont renversés en pseudo-rapidité et présentés dans la configuration usuelle. Il faut donc considérer que les W situés à grande rapidité positive proviennent (au premier ordre) d'un quark de valence du proton et d'un quark de la mer pris au plomb. Dans cette région nous analysons les grands x du proton et les petits x du plomb. A grande pseudo-rapidité négative, les W sont formés par un quark de valence du plomb et un quark de la mer pris au proton. Dans cette région ce sont les grands x du plomb et les petits x du proton qui sont sondés.

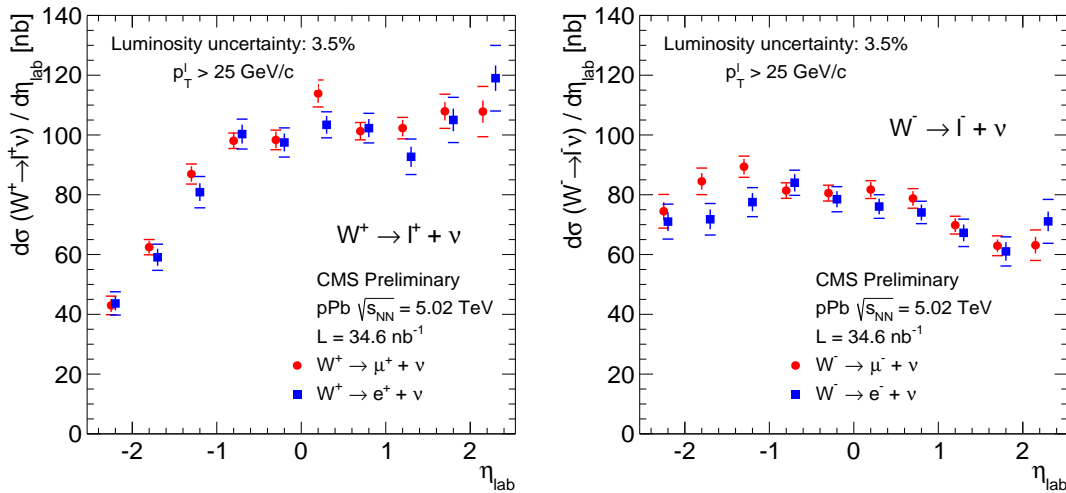


FIGURE 6.4 – Distributions des sections efficaces différentielles en pseudo-rapidité des leptons des processus $W^+ \rightarrow l^+ \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}$ (droite) en collisions pPb. Le proton est dirigé vers η positif et l'incertitude de la luminosité (commune aux deux canaux) n'apparaît pas dans les barres d'erreur.

Les résultats des deux canaux sont en bon accord. La légère différence dans les W^- à pseudo-rapidité négative a longuement été investiguée et ne peut être qu'une fluctuation statistique. Pour s'en convaincre nous avons réalisé une comparaison sur le nombre de Z (intégré) obtenu dans les deux canaux. Le nombre de Z est extrait avec les mêmes coupures sur le lepton que celles de l'analyse W (en particulier avec $p_T > 25 \text{ GeV}/c$) auquel est rajoutée une sélection sur la masse invariante. Le nombre extrait est corrigé de l'efficacité (dilepton) et des SF . Pour un événement Z , qui contient donc deux leptons, les SF sont élevés au carré (les SF de l'analyse sont

pour un lepton). Le trigger nécessite un traitement spécial (il n'est demandé que pour l'un des deux leptons) car il suffit qu'un seul des deux leptons déclenche le trigger pour que l'événement soit enregistré. Le *SFTrig* ne peut donc pas être élevé au carré mais est estimé par le rapport des efficacités ThP données et simulations, selon $1 - (1 - \epsilon^{Trig})^2$. L'isolation des leptons n'est pas utilisée car le traitement des *SF* est délicat puisqu'il y a des corrélations entre les deux muons que nous ne savons pas traiter au niveau des *SF*. De plus nous avons déjà vérifié, que les résultats isolés et sans isolation sont compatibles. Nous obtenons les résultats suivants (pour $|\eta^\mu| < 2, 4$) :

$$\begin{aligned} N(Z \rightarrow e^+ + e^-) &= 2003 \pm 75 \pm 56 \\ N(Z \rightarrow \mu^+ + \mu^-) &= 2035 \pm 43 \pm 37 \end{aligned}$$

qui sont en parfait accord. L'avantage de travailler avec deux canaux, en plus de réduire l'incertitude statistique en combinant les résultats, est de pouvoir garantir la validité des résultats et de traquer d'éventuelles erreurs. D'autres vérifications ont été faites, comme des comparaisons électron/muon en utilisant la méthode des sélections « exigeantes ». La même fluctuation statistique entre les deux canaux est présente pour W^- . Nous avons également vérifié le pre-scale des triggers, le nombre de W et de Z pour chaque run (pour les muons et les électrons) etc... Aux regards de la précision de cette analyse, ainsi que de ces enjeux techniques, les vérifications internes entre les deux canaux demandent beaucoup de persévérance et de réflexions afin d'obtenir un tout cohérent. En plus du canal muon à réaliser, une grande partie de mon travail a justement été d'assurer une cohésion et une cohérence à chaque étape de cette analyse.

Attardons nous désormais sur l'interprétation de la forme des distributions des sections efficaces obtenues où l'effet *d'isopin* apparaît clairement. Comme nous pouvions nous y attendre, le nombre de W^+ (qui provient d'un quark de valence u) augmente dans la direction du proton (y positif) et est minimum dans la direction du plomb. Le nombre de W^- est supérieur au nombre de W^+ dans la région du plomb et diminue dans la région du proton, où il est presque deux fois plus petit que le nombre de W^+ indiquant bien que le proton est constitué, à grands x , de deux quarks u et un quark d . N'oublions pas que les résultats sont donnés dans le référentiel du laboratoire qui ne correspond pas au référentiel du centre de masse. Sur ces figures, le centre de masse se trouve à $\eta = +0,465$.

6.2.2 Comparaisons avec les paramétrisations

Nous pouvons désormais comparer ces sections efficaces expérimentales avec celles prédites par différentes paramétrisations qui prennent en compte, ou non, des modifications nucléaires des PDFs.

Pour optimiser la comparaison des données avec les nPDFs, et espérer pouvoir les contraindre, nous devons d'abord combiner les résultats électron et muon. Pour cela nous avons utilisé la méthode standard dite « BLUE Method » (Best Linear Unbiased Estimator Method) [123]. Les résultats obtenus avec les deux canaux sont totalement dé-corrélés hormis la luminosité et l'efficacité du filtre PU. Cela dit, ces deux corrélations sont absolues (aucune variation avec η commune aux électrons et aux muons) et ne rentre pas directement dans le calcul de combinaison. Pour

des résultats non-corrélés, la méthode BLUE consiste simplement à appliquer un poids à chacune des contributions, correspondant à l'inverse de la variance de la mesure. Dans notre cas, la section efficace combinée (électron + muon) σ_l s'obtient en moyennant les deux contributions (σ_e et σ_μ accompagnée de leur incertitude totale (statistique + systématique) notée e pondérées par un poids (p) défini selon :

$$p = \left(\sum_{i=1}^2 \frac{\sigma_i}{e_i^2} \right) / \left(\sum_{i=1}^2 \frac{1}{e_i^2} \right) \quad (6.1)$$

où i représente les deux canaux. Les valeurs des sections efficaces individuelles et combinées sont inscrites dans la table 6.5, pour chaque charge et intervalle de pseudo-rapacité du lepton. Nous remarquons que les résultats combinés sont plus proches du canal muonique car c'est celui qui possède les incertitudes (statistique et systématique) les plus petites.

$\frac{d\sigma}{d\eta}(\eta)$	$[-2.4, -2.0]*$	$[-2.0, -1.5]$	$[-1.5, -1.0]$	$[-1.0, -0.5]$	$[-0.5, 0]$
μ^+	$43.0 \pm 2.2 \pm 3.1$	$62.5 \pm 2.1 \pm 2.6$	$86.9 \pm 2.6 \pm 3.4$	$98.1 \pm 2.7 \pm 2.6$	$98.3 \pm 2.8 \pm 3.3$
e^+	$42.8 \pm 2.4 \pm 3.8$	$58.4 \pm 3.0 \pm 4.3$	$80.2 \pm 3.2 \pm 5.2$	$100.0 \pm 3.2 \pm 5.0$	$96.9 \pm 3.0 \pm 4.8$
l^+	$43.9 \pm 1.7 \pm 2.5$	$61.3 \pm 1.7 \pm 2.2$	$84.7 \pm 2.0 \pm 2.8$	$98.6 \pm 2.1 \pm 2.3$	$97.8 \pm 2.1 \pm 2.7$
CT10+EPS09	$42.1^{+2.6}_{-2.8}$	$66.0^{+3.8}_{-4.2}$	$84.6^{+4.8}_{-5.4}$	$93.4^{+5.3}_{-6.0}$	$96.0^{+5.8}_{-6.3}$
CT10	$43.4^{+2.5}_{-2.8}$	$65.8^{+3.7}_{-4.2}$	$82.4^{+4.6}_{-5.2}$	$90.5^{+5.1}_{-5.7}$	$94.4^{+5.7}_{-6.1}$
$\frac{d\sigma}{d\eta}(\eta)$	$[0, 0.5]$	$[0.5, 1.0]$	$[1.0, 1.5]$	$[1.5, 2.0]$	$[2.0, 2.4]*$
μ^+	$113.9 \pm 3.1 \pm 4.5$	$101.3 \pm 2.8 \pm 2.9$	$102.3 \pm 2.8 \pm 3.6$	$107.9 \pm 3.1 \pm 5.7$	$107.8 \pm 3.7 \pm 8.4$
e^+	$103.2 \pm 3.0 \pm 4.3$	$102.2 \pm 3.1 \pm 4.9$	$92.0 \pm 3.4 \pm 5.9$	$104.9 \pm 4.0 \pm 7.6$	$116.0 \pm 4.6 \pm 10.7$
l^+	$108.3 \pm 2.2 \pm 3.1$	$101.6 \pm 2.1 \pm 2.5$	$99.1 \pm 2.2 \pm 3.1$	$106.8 \pm 2.4 \pm 4.6$	$111.6 \pm 2.9 \pm 6.7$
CT10+EPS09	$95.9^{+6.2}_{-6.4}$	$95.5^{+6.6}_{-6.7}$	$95.7^{+6.8}_{-7.5}$	$95.3^{+7.5}_{-8.4}$	$91.6^{+7.9}_{-8.9}$
CT10	$97.0^{+5.8}_{-6.4}$	$100.0^{+6.4}_{-6.6}$	$103.4^{+6.3}_{-6.8}$	$105.7^{+6.2}_{-7.2}$	$103.6^{+6.0}_{-7.3}$
$\frac{d\sigma}{d\eta}(\eta)$	$[-2.4, -2.0]*$	$[-2.0, -1.5]$	$[-1.5, -1.0]$	$[-1.0, -0.5]$	$[-0.5, 0]$
μ^-	$74.5 \pm 3.0 \pm 5.6$	$84.5 \pm 2.8 \pm 4.4$	$89.4 \pm 2.6 \pm 3.5$	$81.4 \pm 2.5 \pm 2.6$	$80.6 \pm 2.6 \pm 2.6$
e^-	$70.6 \pm 3.3 \pm 5.8$	$70.1 \pm 3.4 \pm 5.2$	$76.7 \pm 3.1 \pm 4.8$	$83.2 \pm 2.9 \pm 4.2$	$77.8 \pm 2.7 \pm 4.2$
l^-	$73.1 \pm 2.2 \pm 4.1$	$78.5 \pm 2.1 \pm 3.4$	$84.7 \pm 2.0 \pm 2.9$	$82.0 \pm 1.9 \pm 2.2$	$79.6 \pm 1.9 \pm 2.3$
CT10+EPS09	$65.2^{+4.0}_{-4.6}$	$72.4^{+4.4}_{-5.0}$	$75.9^{+4.6}_{-4.9}$	$76.9^{+4.6}_{-5.0}$	$76.1^{+4.9}_{-5.3}$
CT10	$64.2^{+3.9}_{-4.4}$	$70.1^{+4.2}_{-4.7}$	$73.3^{+4.3}_{-4.8}$	$74.8^{+4.4}_{-4.8}$	$75.1^{+4.7}_{-5.1}$
$\frac{d\sigma}{d\eta}(\eta)$	$[0, 0.5]$	$[0.5, 1.0]$	$[1.0, 1.5]$	$[1.5, 2.0]$	$[2.0, 2.4]*$
μ^-	$81.7 \pm 2.5 \pm 3.0$	$78.8 \pm 2.5 \pm 3.3$	$69.8 \pm 2.3 \pm 3.0$	$62.9 \pm 2.1 \pm 3.3$	$63.1 \pm 2.8 \pm 5.1$
e^-	$75.4 \pm 2.6 \pm 3.9$	$74.2 \pm 2.7 \pm 3.8$	$67.5 \pm 3.0 \pm 4.6$	$61.7 \pm 3.1 \pm 4.9$	$69.0 \pm 3.7 \pm 7.1$
l^-	$79.1 \pm 1.8 \pm 2.4$	$76.8 \pm 1.8 \pm 2.5$	$69.1 \pm 1.9 \pm 2.5$	$62.5 \pm 1.7 \pm 2.7$	$65.2 \pm 2.2 \pm 4.2$
CT10+EPS09	$73.6^{+5.1}_{-5.2}$	$69.7^{+4.9}_{-5.1}$	$64.8^{+4.5}_{-4.9}$	$59.1^{+4.3}_{-4.8}$	$53.4^{+4.3}_{-4.8}$
CT10	$74.3^{+4.9}_{-5.2}$	$72.4^{+4.8}_{-5.1}$	$69.1^{+4.2}_{-4.9}$	$64.5^{+3.8}_{-4.3}$	$59.3^{+3.6}_{-4.0}$

TABLE 6.5 – Section efficace de production des leptons positifs (haut) et négatif (bas) provenant de bosons W , en fonction de la pseudo-rapacité du lepton. Les leptons ont une impulsion transverse supérieure 25 GeV/c. Les valeurs sont données séparément pour les muons et les électrons, puis combinées. Les incertitudes associées sont d'abord la statistique suivie de la systématique. Les prédictions de CT10 (sans modifications nucléaires) et (CT10+EPS09) sont également mentionnées avec leur incertitude. L'astérisque signale que la pseudo-rapacité de l'électron s'étend en fait de $[-2.5, -2.0]$ et de $[2.0, 2.5]$. L'incertitude de la luminosité (3,5 % commune aux deux canaux) n'est pas prise en compte dans les incertitudes sur les sections efficaces mesurées. Le proton est dirigé vers η positif

Remarque : Pour la combinaison, les deux intervalles les plus extrêmes du canal électron : $[-2,5;-2]$ et $[2;2,5]$ sont réduits à $[-2,4;2]$ et $[2;2,4]$ pour correspondre à la limite des données obtenues dans le canal muonique. Nous préférons réduire les intervalles du canal électronique plutôt que d'extrapoler les données obtenues avec les muons.

Ces résultats combinés sont comparés aux paramétrisations CT10 et EPS09. Avec CT10, nous considérons les PDFs du plomb comme une superposition de PDFs de proton et de neutron libres. L'effet *d'isospin* est pris en compte mais aucune modification nucléaire n'est supposée. La paramétrisation EPS09 est fondée sur les PDFs de CT10 et prédit des modifications nucléaires (Cf. 1.3.3). Les prédictions de ces deux sets nous ont été fournies par les auteurs de [77], dans le référentiel du laboratoire, pour des leptons ayant une impulsion transverse supérieure à 25 GeV/c et en fonction de la pseudo-rapidity de ces leptons. Trois raisons motivent ces choix de paramétrisations. Cet article est le seul à prédire les mesures de W en pPb au LHC et il décrit différentes observables (entre autres les asymétries que nous allons réaliser) sensibles aux nPDFs paramétrées par EPS09. Nous voulions également comparer les éventuelles modifications à aucune modification afin d'avoir un élément de comparaison. Le dernier avantage est que nous avons pu disposer des incertitudes sur ces deux modèles (principalement liés aux paramètres utilisés et à l'échelle d'énergie Q) ce qui est nécessaire pour établir des contraintes.

La figure 6.5 représente les sections efficaces combinées (muon + électron) comparées aux prédictions de CT10 (jaune) et CT10+EPS09 (vert). A grande pseudo-rapidity positive, les prédictions de EPS09 sont légèrement plus basses que celle de CT10 seul. Un léger shadowing des quarks de la mer semble donc attendu avec EPS09. La forme des données est dans sa globalité, reproduite par les prédictions. Il est difficile de différencier les deux sets sur cette mesure de section efficace. Nous remarquons tout de même que nos incertitudes semblent suffisamment petites pour apporter des contraintes sur les paramétrisations (et ainsi réduire leur large incertitude). En dessous des distributions de sections efficaces, l'équivalent d'un R_{pPb} (ici nous n'avons pas de données pp, mais la paramétrisation CT10 peut être utilisée comme référence) est réalisé. Ceci nous permet de constater plus clairement l'augmentation de W^- à rapidité négative.

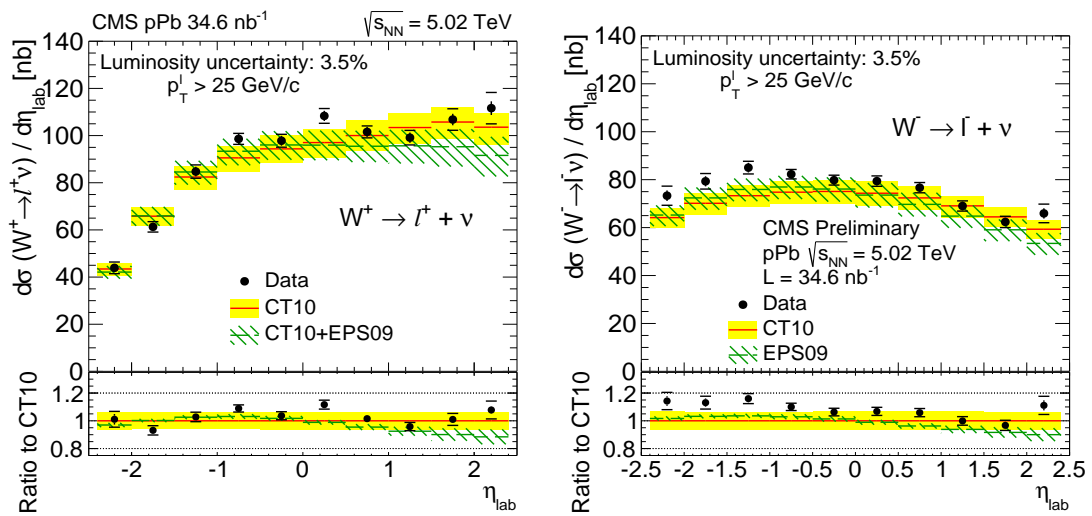


FIGURE 6.5 – Distributions des sections efficaces différentielles en pseudo-rapidity des leptons des processus $W^+ \rightarrow l^+ \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow l^- \bar{\nu}$ (droite) en collisions pPb où $l = e, \mu$. Le proton est dirigé vers η positif et l'incertitude de la luminosité (commune aux deux canaux) n'apparaît pas dans les barres d'erreur. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

6.2.3 Asymétries

Les sections efficaces ne semblent pas indiquer de modifications nucléaires très marquées. Mais peut être est-ce simplement parce que cette observable n'est pas suffisamment sensible au nPDFs comme nous le devinons avec les deux sets de prédictions qui sont difficilement différentiables. Pour obtenir plus de sensibilité aux nPDFs il faut construire des asymétries. Un autre avantage qu'offrent les asymétries, est de s'affranchir des incertitudes communes aux mesures (luminosité, efficacité du filtre PU, une partie des SF).

Nous avons déjà évoqué l'asymétrie de charge des leptons (équation 1.31) en collisions $p\bar{p}$, pp et $PbPb$ au chapitre 1. Je vous propose désormais de découvrir cette observable en collisions pPb . La figure 6.6 représente l'asymétrie de charge obtenue des sections efficaces combinées. Les résultats sont comparés aux prédictions de CT10 (jaune) et CT10+EPS09 (vert) avec leurs incertitudes. Par commodités de lecture, la définition de l'asymétrie de charge est rappelée par :

$$\mathcal{A}(\eta) = \frac{\sigma(l^+) - \sigma(l^-)}{\sigma(l^+) + \sigma(l^-)}(\eta)$$

Cette observable permet d'observer à nouveau cet effet *d'isospin* avec les W^+ qui suivent le quark de valence u à $+\eta$ et les W^- produits par les quarks d à grande majorité dans la région du plomb à $-\eta$. Au delà de cet effet nucléaire trivial, aucune modification nucléaire n'est visible dans les prédictions de EPS09 qui sont indissociables de celles de CT10. Pourtant, les données dévient légèrement des deux théories dans la direction du plomb. Pour apporter une explication nous devons identifier les quantités sondées par l'asymétrie de charge. Les nPDFs des quarks de valence, mesurés dans la région de fragmentation du plomb ($\eta_{lab} < +0,465$), se définissent selon :

$$d_v^A = \frac{Z}{A} \mathcal{R}_d^A \cdot d_v^P + \frac{A-Z}{A} \mathcal{R}_u^A \cdot u_v^P, \quad (6.2)$$

$$u_v^A = \frac{Z}{A} \mathcal{R}_u^A \cdot u_v^P + \frac{A-Z}{A} \mathcal{R}_d^A \cdot d_v^P, \quad (6.3)$$

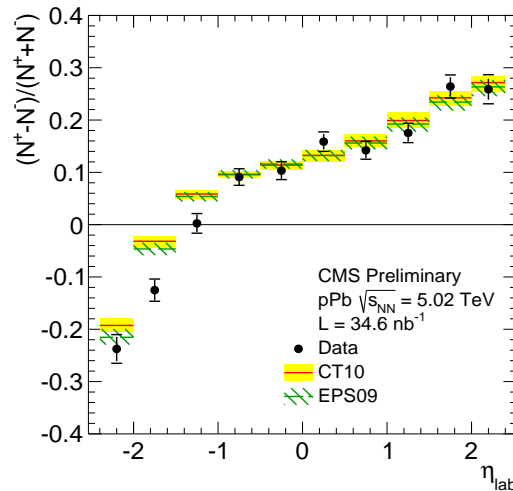


FIGURE 6.6 – Asymétrie de charge des leptons provenant des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow l^+ \bar{\nu}$ où $l = e, \mu$. Les leptons ont $p_T > 25$ GeV/c et le proton est dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

où d_v^P et u_v^P sont les PDF des quarks d et u dans un proton libre, \mathcal{R}_d^A et \mathcal{R}_u^A sont les rapports de modifications nucléaires des quarks de valence u et d (Cf. 1.3.3). Les hypothèses suivantes sont considérées :

$$\begin{aligned} d_v^{Neutron} &= u_v^P \\ u_v^{Neutron} &= d_v^P \end{aligned}$$

A partir de ces définitions il est possible d'exprimer le taux de W^+ et W^- produits par un grand x du plomb et d'un petit x du proton (\bar{u}). En supposant une symétrie de saveur entre les antiquarks de la mer du proton tel que $\bar{u} = \bar{d}$ nous obtenons :

$$\begin{aligned} W^+(\eta_{lab} < +0,465) &\propto u_v^A \bar{u} \propto u_v^P \bar{u} \left[Z + (A - Z) \cdot \frac{\mathcal{R}_d^A \cdot d_v^P}{\mathcal{R}_u^A \cdot u_v^P} \right], \\ W^-(\eta_{lab} < +0,465) &\propto d_v^A \bar{u} \propto u_v^P \bar{u} \left[(A - Z) + Z \cdot \frac{\mathcal{R}_d^A \cdot d_v^P}{\mathcal{R}_u^A \cdot u_v^P} \right], \end{aligned}$$

et de constater que l'asymétrie de charge s'exprime donc en fonction du rapport des facteurs de modifications nucléaires. Les PDFs de proton libre u_v^P et d_v^P et \bar{u} sont données par CT10. Dans EPS09, le manque de données de référence ne permet pas un traitement du facteur de modification nucléaire par saveur de quarks. En effet, comme nous l'avons vu en 1.3.3, nous avons $\mathcal{R}_u^A(x, Q^2) = \mathcal{R}_d^A(x, Q^2)$ dans la paramétrisation EPS09. Cette hypothèse, valide à l'échelle Q^0 pourrait ne plus l'être pour des échelles Q de l'ordre de la masse des bosons faibles. Cependant, le manque de données ne permet pas pour l'instant à la paramétrisation EPS09 de pouvoir prédire cet effet sans ajouter de trop grandes incertitudes.



Il semblerait que les données situées à pseudo-rapacité négative ($\eta_{lab} < -1$) indiquent que : $\mathcal{R}_u^A(x, Q^2) \neq \mathcal{R}_d^A(x, Q^2)$. En effet, les W produits dans cette région proviennent principalement d'un quark de valence du plomb (pour $-2 < \eta_{lab} < 0$ nous avons $x \sim 0,01 - 0,07$) et d'un quark de la mer du proton. Le responsable de la différence entre les résultats et les prédictions, ne peut être que le quark de valence du plomb car nous savons déjà que l'asymétrie de charge des collisions pp, est parfaitement compatible avec les PDFs de proton libre comme CT10 (grâce aux mesures d'ATLAS et CMS, Cf. figure 1.13). La description des nPDFs des quarks de valence d_v^A et u_v^A ne semblent donc pas optimum dans la paramétrisation EPS09.

Remarque : Pour obtenir la correspondance entre la pseudo-rapacité du muon et le x emporté par les partons, il faut utiliser l'équation 1.30 et considérer que $\pm y = -\eta_{lab} - 0,465$ dans le cas où le plomb est dirigé vers $-y$.

L'asymétrie de charge a permis de sonder les modifications des quarks de valence mais pour obtenir des indications sur les modifications des quarks de la mer il faut construire les rapports avant/arrière ($+\eta/-\eta$) des W^+ et W^- . Par commodité de lecture, la définition de l'asymétrie forward/backward est rappelée par :

$$\mathcal{A}_1(W^+, W^-) = \frac{\sigma(l^+, l^-)(+\eta)}{\sigma(l^+, l^-)(-\eta)}$$

Dans le cas du W^+ , cette asymétrie est sensible au rapport des nPDFs de l'anti-quark de la mer \bar{d} et du quark de valence u . Pour le W^- , il s'agit du rapport des nPDFs de

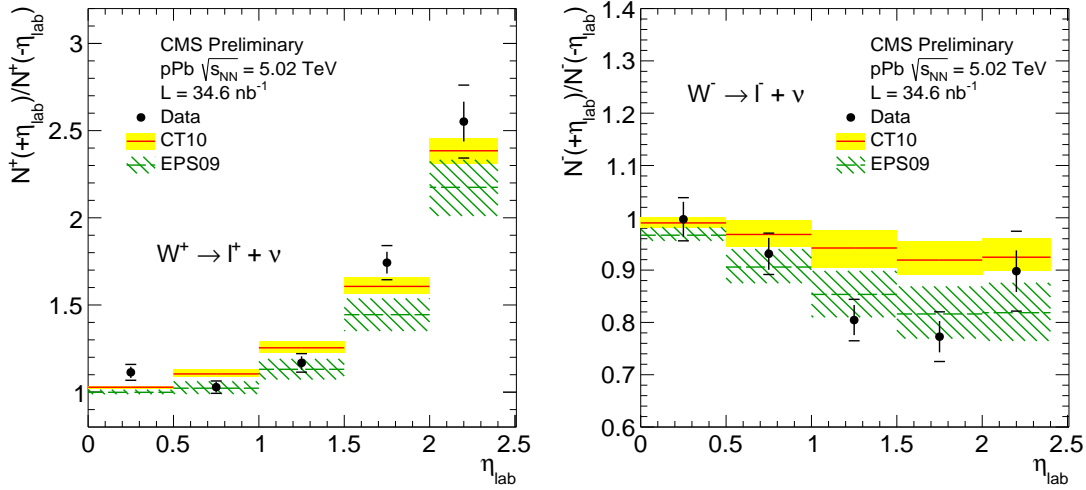


FIGURE 6.7 – Asymétrie forward/backward des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}$ (droite) où $l = e, \mu$. Les leptons ont $p_T > 25$ GeV/c et le proton est dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

l'anti-quark de la mer \bar{u} et du quark de valence d . La figure 6.7 représente les résultats obtenus dans les données pour W^+ (gauche) et W^- (droite), toujours comparés aux prédictions de CT10 et CT10+EPS09. Cette fois les deux prédictions se différencient et les modifications nucléaires attendues apparaissent. Pour $0,5 < |\eta| < 1,5$, les deux charges privilégient les prédictions de EPS09 (qui attend plus de W^+ et W^- dans la région de fragmentation du plomb que les prédictions de CT10). Nous remarquons que le W^- suit les prédictions de EPS09 jusque $|\eta| = 2$ alors que pour $1,5 < |\eta| < 2,4$, les W^+ privilégient CT10. Il est par conséquent difficile de formuler des conclusions fermes. Cela dit, peut être que les PDFs des anti-quark \bar{u} et \bar{d} subissent elles aussi des modifications nucléaires différentes.

Finalement, la dernière asymétrie pouvant être expérimentalement réalisée est l'asymétrie forward/backward charges confondues. De cette manière nous réduisons notre incertitude statistique. Il ne s'agit plus de différencier la saveur des quarks et antiquarks mais simplement estimer les rapport des nPDFs des petits x ($\sim 10^{-3}$) sur les grands x . Les résultats sont présentés en figure 6.8 et comparés aux prédictions de CT10 et CT10+EPS09. Pour $0,5 < |\eta| < 2$, les données semblent favoriser les prédictions de EPS09 qui considèrent un peu moins de production de W à $+\eta$ que CT10. Cela pourrait correspondre à du shadowing d'antiquarks.

Les asymétries prises séparément apportent des éléments de réponse quant à la caractérisations des nPDFs. Les incertitudes des données permettent de contraindre significativement les prédictions et des modifications nucléaires apparaissent. Pour obtenir une image plus précise il faut que toutes les informations délivrées par ces observables soient disséquées par les théoriciens qui pourront avec de nouveaux ajustements obtenir une image plus claire des nPDFs. Dans le futur d'autres paramétrisations de PDF de proton et de nPDF pourront être comparées aux résultats. Pour l'instant, uniquement EPS09 était disponible avec ses incertitudes. Mais nous envisageons une collaboration avec les auteurs de DSSZ [124] et nCTEQ [125].

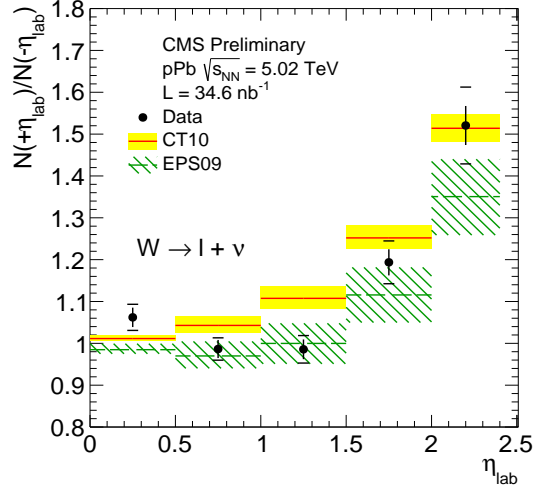


FIGURE 6.8 – Asymétrie forward/backward des processus $W \rightarrow l + \nu$ où $l = e, \mu$. Les leptons ont $p_T > 25 \text{ GeV}/c$ et les résultats sont dans la configuration $+y$. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

Synthèse

- 1) Les sections efficaces de production obtenues dans le canal muonique sont comparées à celles du canal électronique. L'accord est bon et permet de pouvoir combiner les deux canaux.
- 2) Les résultats combinés sont ensuite comparés à deux paramétrisations : CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs). Les sections efficaces n'étant pas suffisamment discriminantes entre les deux paramétrisations, quatre asymétries sont construites.
- 3) L'asymétrie de charge permet de sonder les quarks de valence et une modification non-prédite par EPS09 est observée dans les données. Elle pourrait indiquer que $\mathcal{R}_u^A(x, Q_0^2) \neq \mathcal{R}_d^A(x, Q_0^2)$. Des modifications des quarks de la mer sont également sondées par les asymétries forward/backward et semblent compatibles avec EPS09 sur une partie de la région en pseudo-rapacité sondée.

6.3 Aller plus loin

Nous avons atteint notre destination finale et la surprise était au rendez-vous. Ras-sasiés nous pourrions nous installer ici mais la tentation de suivre certains passagers en transit qui continuent leur chemin, est forte.

6.3.1 Comparaisons avec les résultats de l'expérience ALICE

Les mesures de section efficace du W en collisions pPb ont également été réalisées par l'expérience ALICE¹ (Cf. 2.1.3). La faible statistique récoltée par ce détecteur

1. Ces mesures ont été présentées dans un poster à la conférence Quark Matter 2014 mais ne sont pas encore publiées [93]. Les résultats mentionnés dans la suite ont été obtenus directement auprès des auteurs.

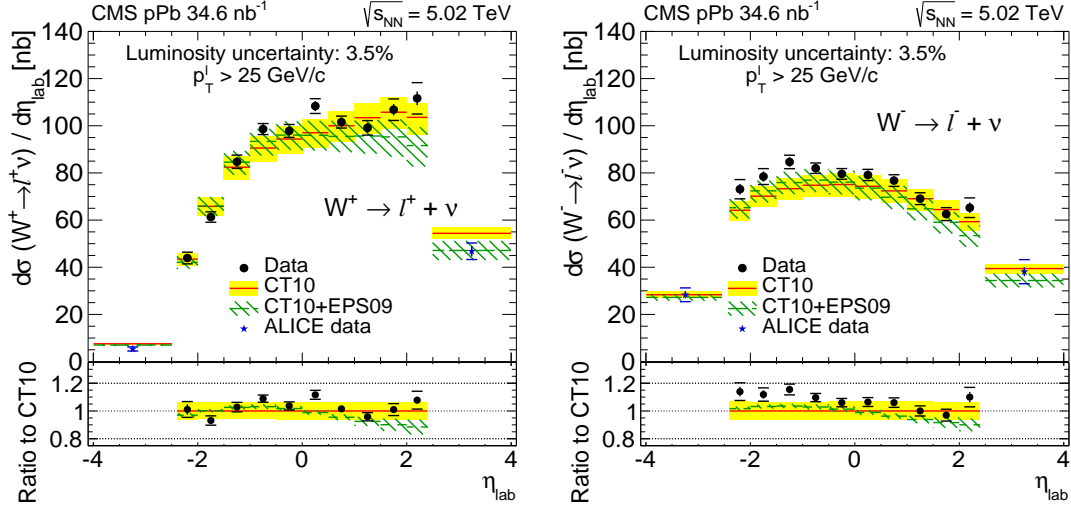


FIGURE 6.9 – Sections efficaces de production des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}$ (droite) où $l = e, \mu$ pour CMS et $l = \mu$ pour ALICE. Les deux mesures de ALICE sont en vert. Les leptons ont $p_T > 25$ GeV/c et les résultats sont présentés avec le proton dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs). Artiste : Emilien Chapon.

($\mathcal{L} = 11,42$ nb $^{-1}$) permet de réaliser une seule mesure de sections efficaces pour chaque configuration (pPb et Pbp) dans des régions de pseudo-rapidité non accessibles à CMS ($-4,46 < \eta_{CM} < -2,96$ et $2,03 < \eta_{CM} < 3,53$). Cela permet donc une complémentarité des résultats.

L'expérience ALICE ne peut pas reconstruire E_T et les W sont extraits par un ajustement de l'impulsion transverse des muons. La sélection de l'impulsion transverse est beaucoup plus basse que pour CMS, avec $p_T > 10$ GeV/c. Pour comparer nos résultats nous avons corrigé les sections efficaces obtenues par ALICE par un facteur d'acceptance afin qu'elles correspondent à notre sélection $p_T > 25$ GeV/c. Les

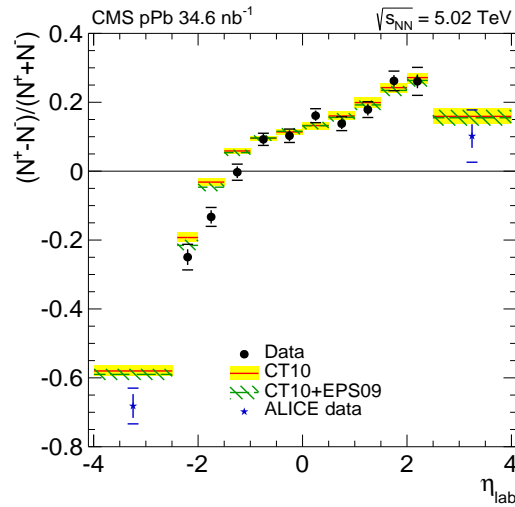


FIGURE 6.10 – Asymétrie de charge des leptons provenant des processus $W^+ \rightarrow l^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow l^- + \bar{\nu}$ où $l = e, \mu$ pour CMS et $l = \mu$ pour ALICE. Les leptons ont $p_T > 25$ GeV/c et les résultats sont présentés avec le proton dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs). Artiste : Emilien Chapon.

prédictions correspondantes aux intervalles de pseudo-rapacité d'ALICE ont également été calculées par les auteurs de [77]. Les sections efficaces de production des W^+ et W^- obtenues par CMS et ALICE sont représentées en figure 6.9. A partir des sections efficaces fournies par les expérimentateurs d'ALICE, nous avons construits l'asymétrie de charge afin de vérifier la différence que nous observons, entre données et paramétrisations, à pseudo-rapacité négative dans CMS. Il s'agit de la figure 6.10. Bien que les incertitudes soient grandes, la différence entre données et paramétrisations est confirmée dans la région de fragmentation du plomb.

6.3.2 Résultats en fonction de la centralité

Pour poursuivre la compréhension des collisions pPb, nous pourrions recalculer les sections efficaces en fonction de la centralité. L'idée sous-jacente serait de voir si les modifications sont plus prononcées pour les partons au centre du noyau que pour ceux contenus dans les nucléons en périphérie du noyau. La centralité se définit traditionnellement comme la somme d'énergie déposée dans le HF, mais pour l'instant il est impossible de relier ces mesures d'énergie à une valeur maîtrisée de N_{coll} en collisions pPb (Cf. 3.1.3). Par conséquent, nous ne pouvons pour l'instant pas normaliser les sections efficaces pour une étude en fonction de la centralité. Cela dit, si nous considérons uniquement des rapports dans une même classe de centralité (ce qui est le cas des asymétries), la normalisation par N_{coll} s'annule. Nous avons donc décidé de réaliser les asymétries précédentes pour trois classes de centralité [0;10], [10;40] et [40;100] (les faibles valeurs sont les événements centraux), dans quatre intervalles de pseudo-rapacité étendus [-2,4;-1], [-1;0], [0;1], [1;2,4]. Cette étude est réalisée uniquement dans le canal muonique sans utiliser le critère d'isolation qui pourrait induire des dépendances en fonction de la centralité. Des migrations entre intervalles interviendraient sans que nous sachions contrôler la proportion². Le nombre de W est extrait par un ajustement de \cancel{E}_T pour chacune des 24 distributions (douze par charge) et les résultats obtenus sont corrigés des efficacités correspondantes. Parmi nos inefficacités de sélection, seul le critère d'isolation montre une dépendance en centralité. Par conséquent, nous pouvons utiliser les efficacités et les SF définis précédemment (centralité intégrée) dans la table 5.12.

Pour déterminer la centralité, nous avons utilisé dans un premier temps, la somme d'énergie transverse déposée dans le HF situé dans la direction du plomb. Il s'agit de la centralité utilisée dans cette analyse pour pondérer les simulations. Cependant, pour les W produits majoritairement dans la direction du plomb (et donc du côté du HF qui mesure la centralité) il n'est pas exclu que systématiquement les collisions correspondantes soient classées comme centrales à cause de la production d'un jet de recul ou tout simplement à cause d'une multiplicité plus importante. Nous pourrions donc introduire un biais entre $+\eta$ et $-\eta$. Afin d'éviter ce biais, nous avons choisi de mesurer la totalité de l'énergie déposée dans les deux HF. La figure 6.11 représente l'asymétrie de charge obtenue pour les quatre intervalles en pseudo-rapacité et les trois classes de centralité. Nous n'observons pas de différence entre les événements de plus grande multiplicité et ceux de plus basse, dans nos incertitudes expérimentales. Mais regardons maintenant les asymétries \mathcal{A}^1 et \mathcal{A}^3 , plus sensibles aux effets nucléaires, qui sont représentées en figures 6.12 et 6.13.

2. De même il faudrait calculer toutes les efficacités et les Scale Factors pour chaque intervalle de pseudo-rapacité et centralité.

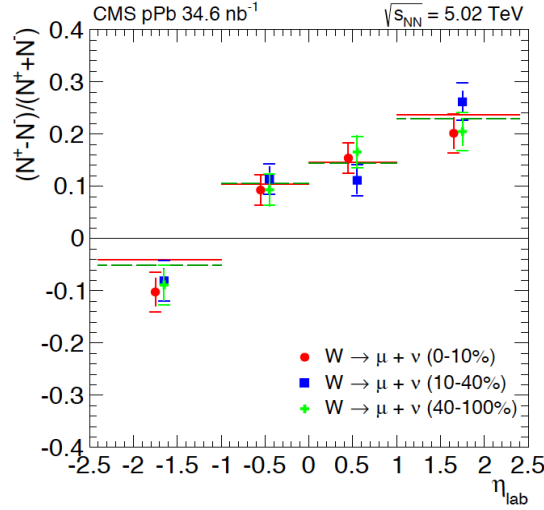


FIGURE 6.11 – Asymétrie de charge des muons provenant des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$. Les muons ont $p_{\text{T}} > 25$ GeV/ c et le proton est dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

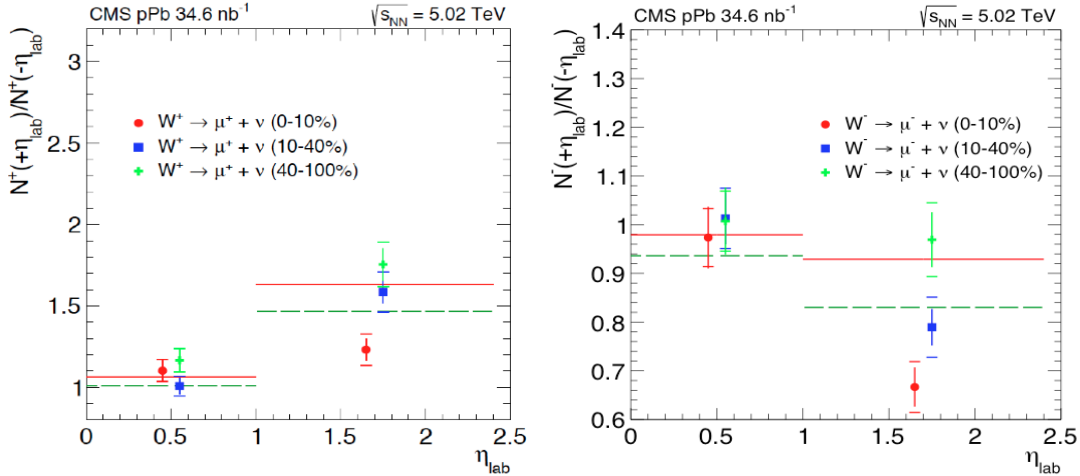


FIGURE 6.12 – Asymétrie Forward/Backward (\mathcal{A}^1) des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ (droite). Les muons ont $p_{\text{T}} > 25$ GeV/ c et le proton est dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

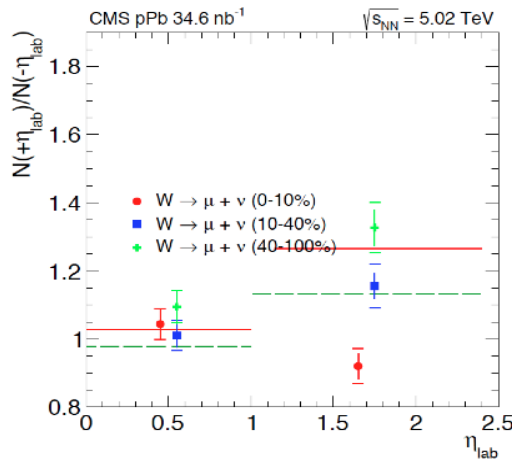


FIGURE 6.13 – Asymétrie Forward/Backward des processus $W \rightarrow \mu + \nu$ (\mathcal{A}^3). Les muons ont $p_{\text{T}} > 25$ GeV/ c et le proton est dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

Les rapports Forward/Backward présentent pour les deux charges une différence significative entre les événements les plus centraux et périphériques. Cet effet pourrait être interprété comme un plus grand shadowing pour les événements centraux ce qui semblerait assez cohérent. Cependant, est-t-il possible qu'uniquement les nPDFs soient responsables de cet effet ? Pour répondre à cette question, regardons des mesures similaires. Par exemple, les mesures de rapports R_{pPb} de jets ont été réalisées par ATLAS et un phénomène similaire est observé comme l'indique la figure 6.14 [126]. Nous voyons très clairement que pour des régions de rapidité négative (en bas) les résultats obtenus pour les trois classes de centralité sont compatibles. Pour des régions de pseudo-rapidity positive, le taux d'événements centraux est supprimé au profit des événements périphériques, en particulier pour des jets ayant une impulsion transverse supérieure à 100 GeV/c. Pour les grandes rapidités positives la différence entre les événements périphériques et centraux s'accroît et ce phénomène devient visible pour des jets dès 40 GeV/c. Dans l'étude de muons provenant de W , leur impulsion transverse est typiquement dans cette gamme d'énergie.

Une explication apportée pour justifier ces résultats obtenus par ATLAS se fonde sur une corrélation du taux de particules molles produites avec la production d'un

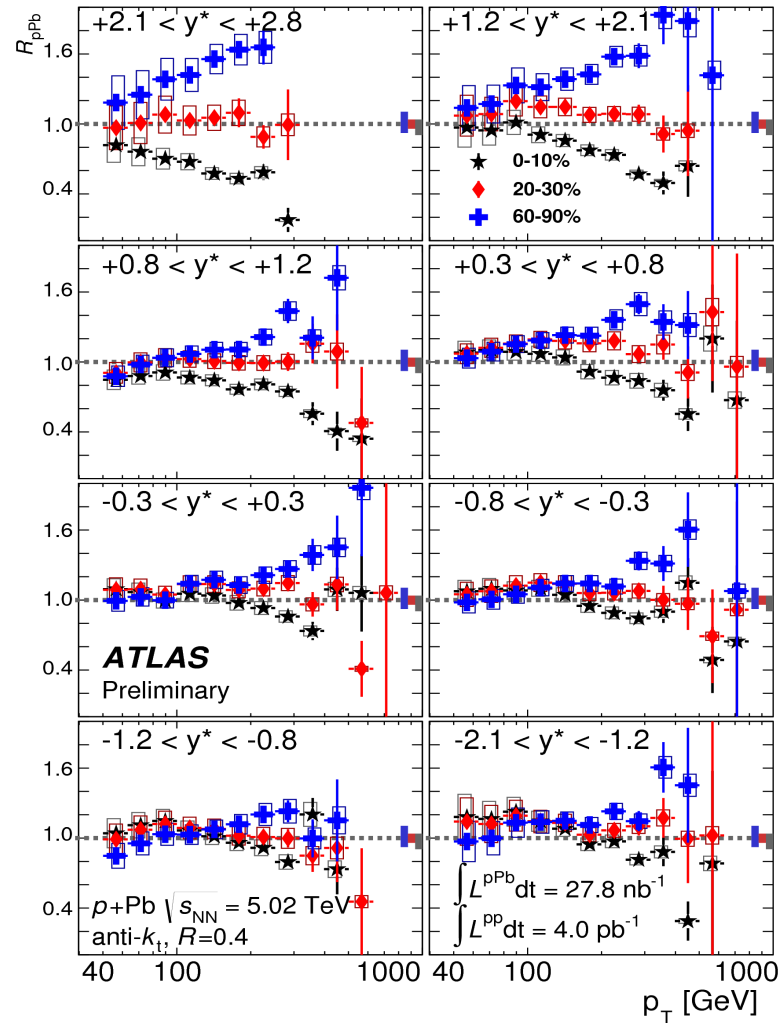


FIGURE 6.14 – R_{pPb} pour des jets de rayon $R = 0,4$ pour les collisions centrales (noir), intermédiaires (rouge) et périphériques (bleu) pPb à 5,02 TeV avec le détecteur ATLAS. Chaque encadré représente le R_{pPb} pour une région de rapidité différente [126] et le proton est dirigé vers η positif.

jet (ou tout autre processus dur). En effet, la centralité est donnée par la multiplicité de particules molles produites lors des collisions, or il semblerait que cette multiplicité soit altérée lors de la production d'un processus dur en collisions pPb [127]. Naïvement, l'énergie investie pour créer un jet ou un W ne donne plus lieu à des particules molles qui ne peuvent donc plus être comptabilisées lors de la détermination de la centralité. Plus le processus dur est énergétique, moins il reste d'énergie pour créer les particules molles et la centralité obtenue correspond à des valeurs plus périphériques. Nous assistons donc à une migration de processus centraux vers des valeurs périphériques et ce de manière artificielle. En collisions PbPb, ce phénomène est noyé car les noyaux de plomb possèdent plusieurs nucléons participants. Si l'un d'eux produit le processus dur, il reste les autres pour créer des particules molles et la différence d'énergie utilisée pour la création du processus dur passe inaperçue. Cela prévaut également pour le noyau de plomb des collisions pPb.



En collisions pPb le seul nucléon participant du proton est responsable de ce biais dans la détermination de la centralité. Nous remarquons que ce biais n'est pas visible pour les jets produits dans la direction du plomb (rapidité négative) mais uniquement du côté du proton (rapidité positive). Confirmant bien que lorsque le jet provient d'un grand x du plomb, il reste encore suffisamment de nucléons participants pour créer de la multiplicité molle alors que les grands x pris au proton suppriment la production de particules molles et augmentent artificiellement le nombre d'événements périphériques.

Ce phénomène se retrouve également dans les mesures de dijets de CMS [128]. La figure 6.15 représente la distribution de la pseudo-rapidité moyenne d'une pair de jets en fonction de l'énergie récoltée dans les HF. Dans cette analyse les mesures de l'énergie sont effectuées au delà de $|\eta| > 4$ afin d'éviter des recouvrements entre les

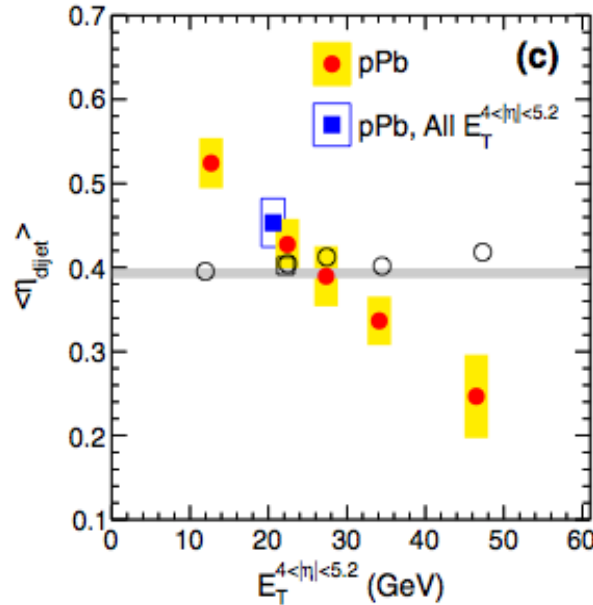


FIGURE 6.15 – Moyenne de la pseudo-rapidité des dijets en fonction de la somme de l'énergie enregistrée dans les détecteurs HF au delà de $|\eta| > 4$. Les cercles ouverts noirs représentent les résultats obtenus avec PYTHIA+HIJING. La bande grise correspond à PYTHIA seul [128].

jets (détectés jusque $|\eta| < 3$) et la mesure de la centralité. Nous voyons que lorsque l'énergie enregistrée par les détecteurs HF diminue, indiquant une suppression de la quantité de particules molles, alors la valeur moyenne de la pseudo-rapacité est grande. La comparaison avec PYTHIA+HIJING permet de constater que ce phénomène n'est pas reproduit dans les simulations. Ces observations suggèrent que pour les événements contenant des processus durs en collisions pPb, aucune détermination de la centralité n'est à ce jour fiable.

Afin de caractériser ce phénomène survenant en collisions pPb lors de la création de sondes dures, j'ai calculé les asymétries \mathcal{A}^1 non pas en fonction de l'énergie dans les HF (qui ne peuvent rendre compte de l'énergie qui « disparaît » pour la création d'un W) mais en fonction de l'énergie transverse totale contenue dans $|\eta| < 2, 4$, en tenant compte du muon et de l'énergie transverse manquante du W . Il ne s'agit donc pas d'une mesure de centralité (puisque typiquement l'énergie récoltée va dépendre de l'énergie du W et n'est donc pas représentative de la multiplicité de particules molles propre aux événements centraux) mais au premier ordre cela peut permettre de compenser la perte d'énergie investie dans le processus dur et permettre de vérifier si les différences entre événements périphériques et centraux sont réduites. Pour cela j'ai déterminé trois classes d'énergie pouvant au premier ordre s'apparenter à des collisions centrales, intermédiaires et périphériques. Les résultats obtenus sont présentés en figure 6.16. Les résultats ont été extraits avec la méthode des coupures exigeantes car cette étude est plutôt qualitative et ne nécessite pas de refaire toute l'analyse. Le bruit de fond résiduel présent ($> 4\%$ car les muons ne sont pas isolés) contient des muons ayant une impulsion transverse supérieure à $25\text{ GeV}/c$, il est affecté de la même manière que nos W dans cette hypothèse. Sa présence n'est donc pas un frein dans ce cas précis. Nous constatons que les résultats sont désormais compatibles entre les trois classes de centralité, comparés à ceux obtenus dans le figure 6.12. Le biais semble réduit et l'hypothèse des événements périphériques artificiels semblent donc justifiée dans le cas du W en collisions pPb. Cela dit, cette étude ne permet pas d'aller plus loin puisqu'il ne s'agit pas d'une vraie centralité.

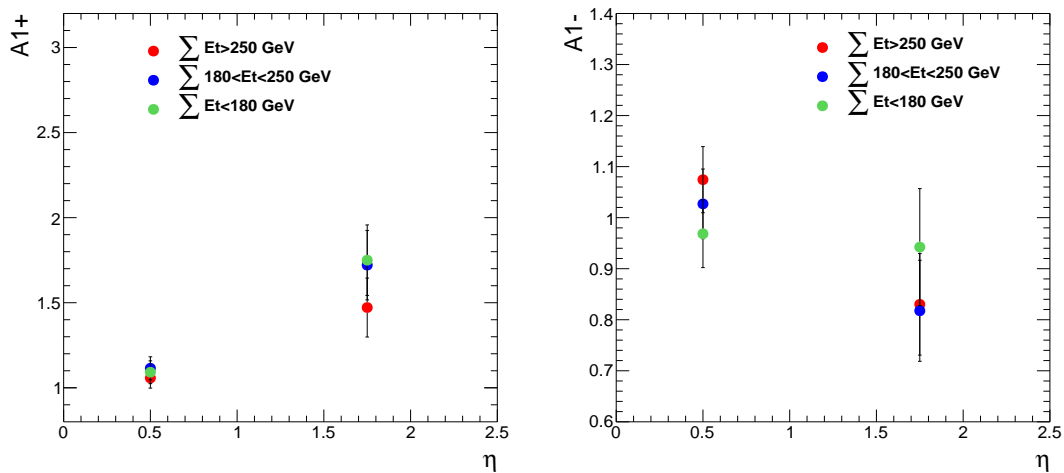


FIGURE 6.16 – Asymétrie forward/backward des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ (gauche) et $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ (droite). Les muons ont $p_T > 25\text{ GeV}/c$ et sont extraits avec la méthode des coupures exigeantes. Le proton est dirigé vers η positif. Les données sont comparées aux paramétrisations CT10 (pas de modifications nucléaires) et CT10+EPS09 (nPDFs).

Synthèse

- 1) Les sections efficaces du processus $W \rightarrow \mu + \nu$ en collisions pPb ont également été mesurées par ALICE, dans deux intervalles de pseudo-rapacité complétant ceux de CMS. A partir de ces mesures, l'asymétrie de charge semble confirmer la différence observée par CMS entre les données et les paramétrisations.
- 2) Les mesures des asymétries sont divisées en trois classes de centralité afin d'observer d'éventuelles dépendances des nPDFs. Une large différence est observée dans les asymétries Forward/Backward entre les événements centraux et périphériques à grande rapidité. Cela dit, l'explication pourrait ne pas résider dans la dépendance des nPDFs avec la centralité mais provenir plutôt d'une migration des événements centraux vers périphériques à cause de la modification du taux de production de particules molles en présence d'un processus dur.

Conclusion

« Le commandant de bord et son équipage vous souhaitent la bienvenue dans le noyau de plomb. La température extérieure est d'environ deux mille milliards de degrés. Nous vous remercions d'avoir choisi CMS, partenaire de l'alliance LHC, et espérons vous revoir prochainement sur nos lignes. L'équipage et moi-même espérons que vous avez passé un agréable voyage. »

Ce manuscrit a détaillé la mesure des sections efficaces de production des processus $W^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ et $W^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}$ en fonction de la pseudo-rapacité du muon pour des collisions pPb avec le détecteur CMS. Les étapes décisives pour identifier ces bosons furent dans un premier temps, la sélection des collisions (filtres hadroniques, pile-up et $p_T > 25$ GeV/c) puis l'identification du muon. En plus des critères sur la qualité de la reconstruction (nombre d'impacts laissés dans le trajectographe et le système à muons, etc.) un coupure d'isolation a été étudiée pour cette analyse. Elle permet d'une part, de discriminer les muons provenant de bosons W de ceux contenus dans le bruit de fond QCD et d'autre part, de modéliser le bruit de fond restant lors de l'ajustement de l'énergie transverse manquante. Cependant, le critère d'isolation dépend de la multiplicité locale qui n'est pas parfaitement reproduite dans les simulations. Pour corriger ce biais et prendre en compte la plus grande multiplicité des données, des facteurs correctifs sont utilisés. Ils sont estimés à partir des calculs d'efficacités du signal Z obtenus dans les données puis comparés aux valeurs correspondantes dans les simulations. Ces facteurs correctifs sont limités par la statistique de bosons Z et constituent, la contribution principale aux incertitudes systématiques des résultats finaux.

Les points délicats de l'analyse furent l'extraction du nombre de W par l'ajustement de l'énergie transverse manquante et les éventuels biais induits par le critère d'isolation. Pour vérifier et maîtriser ces deux points, l'extraction du signal fut réalisée par une seconde méthode et sans appliquer le critère d'isolation. Une autre comparaison déterminante est celle des sections efficaces obtenues dans un autre canal. L'analyse du canal muonique est complétée par celle du canal électronique. L'accord entre les deux canaux vérifié, ils sont combinés puis comparés à deux paramétrisations de nPDFs. La première utilise des PDFs de nucléons libres, CT10, et considère qu'une collisions pPb est une superposition de collisions proton-nucléon, avec la bonne proportion de protons/neutrons. La seconde tient compte des modifications nucléaires EPS09 sur les PDFs de CT10. Les prédictions sont données avec leur bande d'in-

certitude qui est suffisamment large (le manque de données à ces énergies augmente l'incertitude des modèles) pour être contrainte par nos mesures expérimentales. Il semblerait que le taux de W^- est légèrement supérieur à celui attendu par CT10 dans la direction du plomb. Il pourrait s'agir d'un léger antishadowing. Cette observation n'est pas valable pour les W^+ qui sont en accords avec les prédictions. Peut-être est-ce à cause de la saveur des quarks de valence ou bien d'une trop faible statistique de W^+ dans cette région.

Cependant, les sections efficaces ne sont pas les observables les plus sensibles aux effets nucléaires et nous avons donc construit quatre asymétries, soit par différence de charge électrique, soit par rapport d'intervalles de pseudo-rapacité opposés (dans le référentiel du laboratoire). Chacune des asymétries est sensible à différentes saveurs partoniques en fonction de la région de pseudo-rapacité sondée. Trois des quatre asymétries semblent légèrement privilégier les prédictions de EPS09 à pseudo-rapacité centrale mais aucune conclusion stricte ne peut être formulée. Cependant, les faibles incertitudes expérimentales devraient permettre de réduire les incertitudes théoriques, une fois intégrées aux ajustements globaux. L'une de ces observables, l'asymétrie de charge, révèle une déviation nette des données par rapport aux deux paramétrisations, et ce dans la direction du plomb. Dans cette région, l'asymétrie est sensible aux grands x des quarks du plomb à travers le rapports des nPDF des quarks u et d . Puisque le rapport des PDF est par ailleurs bien contrôlés lors des collisions proton-proton, les données semblent indiquer que la différence proviendrait du rapport des facteurs de modifications nucléaires entre les deux quarks de valence. Le traitement des nPDFs des quarks de valence du plomb n'est pas optimal, il faut envisager que les quarks u et d peuvent être modifiés différemment en présence d'environnement nucléaire.

L'expérience ALICE a réalisé une mesure préliminaire des sections efficaces des bosons W dans le canal muonique, pour deux régions de pseudo-rapacité différentes de celles de CMS. Les résultats obtenus à l'avant et l'arrière du point d'interaction complètent l'asymétrie de charge obtenue dans cette analyse. Les résultats d'ALICE dévient légèrement des paramétrisations dans la direction du plomb et semblent confirmer l'effet observé dans nos mesures. Ces résultats nous renseignent sur l'état initial des quarks et antiquarks intervenant dans les processus à grand Q^2 . L'estimation de ces effets nucléaires pourrait être utilisée lors des mesures de W +jet et Z +jets produits en collisions PbPb afin de déterminer les modifications liées à la création de plasma de quarks et de gluons.

L'étape suivante est naturellement d'étudier les dépendances des nPDFs en fonction de la centralité en pPb. Une dépendance des effets observés en fonction de la centralité permettrait, en principe de mieux comprendre les effets initiaux présents dans les collisions noyaux-noyaux. Cependant, il faut dans un premier temps réussir à obtenir une estimation maîtrisée de la centralité. Nous savons que la production d'une sonde dure modifie l'environnement, en particulier du côté du proton qui émet peu de multiplicité une fois que l'un de ces quarks de valence a produit un processus très dur. Ces biais peuvent être étudiés avec les bosons W (dix fois plus produits que les bosons Z) afin de mieux comprendre la centralité en pPb.

Bibliographie

- [1] J. Chadwick. Possible existence of a neutron. *Nature*, 192, 1932. Cité page 18
- [2] H. Yukawa. On the interaction of elementary particles. *PTP*, 17, 1935. Cité page 18
- [3] Carl D. Anderson. The positive electron. *Phys. Rev.*, 43:491–494, Mar 1933. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.43.491>, doi: 10.1103/PhysRev.43.491. Cité page 18
- [4] Charles D. Ellis and W. A. Wooster. The continuous spectrum of beta-rays. *Nature*, 119:563–564, 1927. Cité page 18
- [5] E. Fermi. Fermi’s theory of beta decay. *American Journal of Physics*, 36, 1968. Cité page 18
- [6] F. Reines and Clyde L. Cowan. The neutrino. *Nature*, 178:446–449, 1956. Cité page 19
- [7] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, Jul 1962. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.9.36>, doi:10.1103/PhysRevLett.9.36. Cité page 19
- [8] Carl D. Anderson and Seth H. Neddermeyer. Cloud chamber observations of cosmic rays at 4300 meters elevation and near sea-level. *Phys. Rev.*, 50:263–271, Aug 1936. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.50.263>, doi:10.1103/PhysRev.50.263. Cité page 19
- [9] G. P. S. Occhialini and C. F. Powell. Nuclear disintegrations produced by slow charged particles of small mass. *Nature*, 159:186–190, 1947. Cité page 19
- [10] CEA. Les accélérateurs de particules. Available from: <https://indico.in2p3.fr/getFile.py/access?resId=14&materialId=slides&confId=4988>. Cité page 20
- [11] G. P. S. Occhialini C. M. G. Lattes and C. F. Powell. Observations on the tracks of slow mesons in photographic emulsions. *Nature*, 160:453–456, 1947. Cité page 20
- [12] Krishna Myneni. Symmetry destroyed: The failure of Parity. Available from: <http://ccreweb.org/documents/parity/parity.html>. Cité page 20

- [13] T. D. Lee and C. N. Yang. Question of parity conservation in weak interactions. *Phys. Rev.*, 104:254–258, Oct 1956. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.104.254>, doi:10.1103/PhysRev.104.254. Cité page 20
- [14] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson. Experimental test of parity conservation in beta decay. *Phys. Rev.*, 105:1413–1415, Feb 1957. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.105.1413>, doi:10.1103/PhysRev.105.1413. Cité page 20
- [15] Yves Sagnier. La masse des neutrinos est-elle conciliable avec la violation de parité de l’interaction faible? Available from: <http://ysagnier.free.fr/science/helicite.htm>. Cité page 21
- [16] E. C. G. Sudarshan and R. E. Marshak. Chirality invariance and the universal fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:1860–1862, Mar 1958. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.1860.2>, doi:10.1103/PhysRev.109.1860.2. Cité page 21
- [17] R. P. Feynman and M. Gell-Mann. Theory of the fermi interaction. *Phys. Rev.*, 109:193–198, Jan 1958. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.109.193>, doi:10.1103/PhysRev.109.193. Cité page 21
- [18] J.R. Oppenheimer. Note on the Theory of the Interaction of Field and Matter. *Phys.Rev.*, 35:461–477, 1930. doi:10.1103/PhysRev.35.461. Cité page 22
- [19] O. Heaviside. On the forces, stresses, and fluxes of energy in the electromagnetic field. *Proc. R. Soc. Lond.*, 50:126–129, 1891. Cité page 22
- [20] Steven Weinberg. A model of leptons. *Phys. Rev. Lett.*, 19:1264–1266, Nov 1967. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.19.1264>, doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264. Cité page 24
- [21] Abdus Salam. Weak and Electromagnetic Interactions. *Conf.Proc.*, C680519:367–377, 1968. Cité page 24
- [22] S.L. Glashow. Partial Symmetries of Weak Interactions. *Nucl.Phys.*, 22:579–588, 1961. doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2. Cité page 24
- [23] F. Englert and R. Brout. Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 13:321–323, 1964. doi:10.1103/PhysRevLett.13.321. Cité page 24
- [24] Peter W. Higgs. Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons. *Phys.Rev.Lett.*, 13:508–509, 1964. doi:10.1103/PhysRevLett.13.508. Cité page 24
- [25] Pierre Vilain. Les courants neutres et les particules charmés en physique du neutrino. Available from: <http://www.iihe.ac.be/publications/habilitation-pierre-vilain.pdf>. Cité page 25
- [26] F.J. Hasert et al. Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment. *Phys.Lett.*, B46:138–140, 1973. doi:10.1016/0370-2693(73)90499-1. Cité page 25
- [27] A. Sirlin. Radiative corrections in the $SU(2)_L \times U(1)$ theory: A simple renormalization framework. *Phys. Rev. D*, 22:971–981, Aug 1980. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.22.971>, doi:10.1103/PhysRevD.22.971. Cité page 26

- [28] G. Arnison and al. Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ gev. *Physics Letters B*, 122(1):103 – 116, 1983. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/0370269383911772>, doi:[http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693\(83\)91177-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(83)91177-2). Cité page 26
- [29] Murray Gell-Mann. The Eightfold Way: A Theory of strong interaction symmetry. 1961. Cité page 27
- [30] V. E. Barnes and al. Observation of a hyperon with strangeness minus three. *Phys. Rev. Lett.*, 12:204–206, Feb 1964. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.12.204>, doi:10.1103/PhysRevLett.12.204. Cité page 28
- [31] M. Breidenbach, J. I. Friedman, H. W. Kendall, E. D. Bloom, D. H. Coward, H. DeStaebler, J. Drees, L. W. Mo, and R. E. Taylor. Observed behavior of highly inelastic electron-proton scattering. *Phys. Rev. Lett.*, 23:935–939, Oct 1969. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.23.935>, doi:10.1103/PhysRevLett.23.935. Cité page 29
- [32] F. Tkachov. A contribution to the history of quarks: Boris Struminsky's 1965 JINR publication. *ArXiv e-prints*, April 2009. [arXiv:0904.0343](https://arxiv.org/abs/0904.0343). Cité page 30
- [33] H. Fritzsch, Murray Gell-Mann, and H. Leutwyler. Advantages of the Color Octet Gluon Picture. *Phys.Lett.*, B47:365–368, 1973. doi:10.1016/0370-2693(73)90625-4. Cité page 30
- [34] G. Gabrielse, D. Hanneke, T. Kinoshita, M. Nio, and B. Odom. New determination of the fine structure constant from the electron g value and qed. *Phys. Rev. Lett.*, 97:030802, Jul 2006. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.97.030802>, doi:10.1103/PhysRevLett.97.030802. Cité page 32
- [35] D.B. Chitwood et al. Improved measurement of the positive muon lifetime and determination of the Fermi constant. *Phys.Rev.Lett.*, 99:032001, 2007. [arXiv:0704.1981](https://arxiv.org/abs/0704.1981), doi:10.1103/PhysRevLett.99.032001. Cité page 32
- [36] Jr. Callan, Curtis G. and David J. Gross. Bjorken scaling in quantum field theory. *Phys.Rev.*, D8:4383–4394, 1973. doi:10.1103/PhysRevD.8.4383. Cité page 33
- [37] Hanson and al. Evidence for jet structure in hadron production by e^+e^- annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1609–1612, Dec 1975. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.35.1609>, doi:10.1103/PhysRevLett.35.1609. Cité page 34
- [38] Barber and al. Discovery of three-jet events and a test of quantum chromodynamics at petra. *Phys. Rev. Lett.*, 43:830–833, Sep 1979. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.43.830>, doi:10.1103/PhysRevLett.43.830. Cité page 34
- [39] Siegfried Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog.Part.Nucl.Phys.*, 58:351–386, 2007. [arXiv:hep-ex/0606035](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0606035), doi:10.1016/j.pnpnp.2006.06.001. 2 citations pages 35 et 36
- [40] R. Sekhar Chivukula. The Origin of mass in QCD. *eConf*, C040802:L010, 2004. [arXiv:hep-ph/0411198](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0411198). Cité page 35

- [41] John C. Collins, Davison E. Soper, and George F. Sterman. Factorization of Hard Processes in QCD. *Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.*, 5:1–91, 1988. [arXiv:hep-ph/0409313](#). *Cité page 39*
- [42] Katerina Lipka. Proton structure measurements and {PDFs} at {HERA}. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 222–224(0):24 – 34, 2012. Proceedings of the Ringberg Workshop New Trends in {HERA} Physics 2011 Proceedings of the Ringberg Workshop New Trends in {HERA} Physics 2011. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920563212000850>, [doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2012.03.004](http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2012.03.004). *Cité page 40*
- [43] Jamal Jalilian-Marian. Saturation of gluon density at small x. pages 1168–1172, 1996. [arXiv:hep-ph/9609350](#). *Cité page 40*
- [44] Hung-Liang Lai, Marco Guzzi, Joey Huston, Zhao Li, Pavel M. Nadolsky, et al. New parton distributions for collider physics. *Phys.Rev.*, D82:074024, 2010. [arXiv:1007.2241](#), [doi:10.1103/PhysRevD.82.074024](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.82.074024). *Cité page 41*
- [45] Acosta and al. Measurement of the forward-backward charge asymmetry from $w \rightarrow e\nu$ production in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV. *Phys. Rev. D*, 71:051104, Mar 2005. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.71.051104>, [doi:10.1103/PhysRevD.71.051104](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.71.051104). *Cité page 41*
- [46] Abazov and al. Measurement of the muon charge asymmetry from w boson decays. *Phys. Rev. D*, 77:011106, Jan 2008. Available from: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.77.011106>, [doi:10.1103/PhysRevD.77.011106](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.77.011106). *2 citations pages 41 et 42*
- [47] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the muon charge asymmetry in inclusive pp to WX production at $\sqrt{s} = 7$ TeV and an improved determination of light parton distribution functions. *Phys.Rev.*, D90:032004, 2014. [arXiv:1312.6283](#), [doi:10.1103/PhysRevD.90.032004](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.90.032004). *Cité page 42*
- [48] Georges Aad et al. Measurement of the Muon Charge Asymmetry from W Bosons Produced in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector. *Phys.Lett.*, B701:31–49, 2011. [arXiv:1103.2929](#), [doi:10.1016/j.physletb.2011.05.024](http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2011.05.024). *Cité page 42*
- [49] Master programm of theoretical physics. Phase transition in the early universe. Available from: http://www.staff.science.uu.nl/~proko101/DoruSticlet_pt2.pdf://quarks.lal.in2p3.fr/afficheComposants/Images/clicmuon.pdf. *2 citations pages 43 et 44*
- [50] T. Matsui and H. Satz. J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys.Lett.*, B178:416, 1986. [doi:10.1016/0370-2693\(86\)91404-8](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(86)91404-8). *Cité page 44*
- [51] C. Baglin et al. The Production of J/ψ in 200-GeV/nucleon Oxygen Uranium Interactions. *Phys.Lett.*, B220:471–478, 1989. [doi:10.1016/0370-2693\(89\)90905-2](http://dx.doi.org/10.1016/0370-2693(89)90905-2). *Cité page 44*
- [52] Betty Abelev et al. J/ψ suppression at forward rapidity in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Rev.Lett.*, 109:072301, 2012. [arXiv:1202.1383](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.109.072301](http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.072301). *Cité page 44*
- [53] Chatrchyan and al. Suppression of non-prompt $J\psi$, prompt $J\psi$, and $\Upsilon(1S)$ in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *J. High Energy Phys.*, 05(arXiv:1201.5069. CMS-HIN-10-006. CERN-PH-EP-2011-170):063. 47 p, Jan 2012. *Cité page 44*

- [54] A. Adare et al. J/ψ suppression at forward rapidity in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys.Rev.*, C84:054912, 2011. [arXiv:1103.6269](#), [doi:10.1103/PhysRevC.84.054912](#). Cité page 45
- [55] R.L. Thews. Quarkonium production via recombination. *Nucl.Phys.*, A783:301–308, 2007. [arXiv:hep-ph/0609121](#), [doi:10.1016/j.nuclphysa.2006.11.084](#). Cité page 45
- [56] P. Braun-Munzinger and J. Stachel. (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/ψ suppression. *Phys.Lett.*, B490:196–202, 2000. [arXiv:nucl-th/0007059](#), [doi:10.1016/S0370-2693\(00\)00991-6](#). Cité page 45
- [57] J/ψ results from CMS in PbPb collisions, with 150mub⁻¹ data. Technical Report CMS-PAS-HIN-12-014, CERN, Geneva, 2012. 2 citations pages 46 et 69
- [58] Chatrchyan and al. Indications of Suppression of Excited Υ States in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Suppression of excited Υ states in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. Lett.*, 107(arXiv:1105.4894. CMS-HIN-11-007. CERN-PH-EP-2011-074):052302. 25 p, May 2011. Cité page 46
- [59] Serguei Chatrchyan et al. Observation of sequential Upsilon suppression in PbPb collisions. *Phys.Rev.Lett.*, 109:222301, 2012. [arXiv:1208.2826](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.109.222301](#). 2 citations pages 46 et 47
- [60] Chatrchyan and al. Observation and studies of jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Rev. C*, 84(arXiv:1102.1957. CMS-HIN-10-004. CERN-PH-EP-2011-001):024906. 44 p, Feb 2011. Cité page 47
- [61] Chatrchyan and al. Dependence on pseudorapidity and on centrality of charged hadron production in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *J. High Energy Phys.*, 08(arXiv:1107.4800. CMS-HIN-10-001. CERN-PH-EP-2011-092):141. 35 p, Jul 2011. Cité page 47
- [62] Chatrchyan and al. Study of high- p_T charged particle suppression in PbPb compared to pp collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 72(arXiv:1202.2554. CMS-HIN-10-005. CERN-PH-EP-2012-043):1945. 33 p, Feb 2012. Cité page 47
- [63] Chatrchyan and al. Jet momentum dependence of jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=2.76$ TeV. *Phys. Lett. B*, 712(arXiv:1202.5022. CMS-HIN-11-013. CERN-PH-EP-2012-042):176–197. 33 p, Feb 2012. 2 citations pages 47 et 123
- [64] Chatrchyan and al. Measurement of jet fragmentation into charged particles in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}= 2.76$ TeV. *J. High Energy Phys.*, 10(arXiv:1205.5872. CMS-HIN-11-004. CERN-PH-EP-2012-143):087. 29 p, May 2012. 2 citations pages 47 et 115
- [65] Chatrchyan and al. Evidence of b-jet quenching in PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. Technical Report arXiv:1312.4198. CMS-HIN-12-003. CERN-PH-EP-2013-228, CERN, Geneva, Dec 2013. Comments: Submitted to Phys. Rev. Lett. 2 citations pages 47 et 123
- [66] Chatrchyan and al. Study of W boson production in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett. B*, 715(arXiv:1205.6334. CMS-HIN-11-008. CERN-PH-EP-2012-144):66–87. 33 p, May 2012. 4 citations pages 47, 48, 49, et 129

- [67] Chatrchyan and al. Measurement of isolated photon production in pp and PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys. Lett. B*, 710(arXiv:1201.3093. CMS-HIN-11-002. CERN-PH-EP-2011-221):256–277. 33 p, Jan 2012. Cité page 47
- [68] Z boson production with the 2011 data in PbPb collisions. Technical Report CMS-PAS-HIN-13-004, CERN, Geneva, 2013. Cité page 47
- [69] C.A. Salgado, J. Alvarez-Muniz, F. Arleo, N. Armesto, M. Botje, et al. Proton-Nucleus Collisions at the LHC: Scientific Opportunities and Requirements. *J.Phys.*, G39:015010, 2012. [arXiv:1105.3919](#), [doi:10.1088/0954-3899/39/1/015010](#). Cité page 50
- [70] Salgado. EPS09 and the state of the art nuclear PDFs. Available from: <https://indico.cern.ch/event/70709/contribution/7/material/slides/0.pdf>. 2 citations pages 50 et 51
- [71] Nestor Armesto. Nuclear shadowing. *J.Phys.*, G32:R367–R394, 2006. [arXiv:hep-ph/0604108](#), [doi:10.1088/0954-3899/32/11/R01](#). Cité page 50
- [72] Betty Bezverkhny Abelev et al. J/ψ production and nuclear effects in p-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *JHEP*, 1402:073, 2014. [arXiv:1308.6726](#), [doi:10.1007/JHEP02\(2014\)073](#). 2 citations pages 51 et 52
- [73] Francois Arleo and Stephane Peigne. J/ψ suppression in p-A collisions from parton energy loss in cold QCD matter. *Phys.Rev.Lett.*, 109:122301, 2012. [arXiv:1204.4609](#), [doi:10.1103/PhysRevLett.109.122301](#). Cité page 52
- [74] Chatrchyan and al. Long-range and short-range dihadron angular correlations in central PbPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *J. High Energy Phys.*, 07(arXiv:1105.2438. CMS-HIN-11-001. CERN-PH-EP-2011-056):076. 30 p, May 2011. Cité page 52
- [75] Multiplicity and transverse momentum dependence of two- and four-particle correlations in ppb and pbpb collisions. *Physics Letters B*, 724(4–5):213 – 240, 2013. Available from: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0370269313005030>, [doi:http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2013.06.028](#). Cité page 52
- [76] Drago Velicanu. Ridge correlation structure in high multiplicity pp collisions with CMS. *J.Phys.*, G38:124051, 2011. [arXiv:1107.2196](#), [doi:10.1088/0954-3899/38/12/124051](#). Cité page 53
- [77] Hannu Paukkunen and Carlos A. Salgado. Constraints for the nuclear parton distributions from Z and W production at the LHC. *JHEP*, 1103:071, 2011. [arXiv:1010.5392](#), [doi:10.1007/JHEP03\(2011\)071](#). 4 citations pages 53, 54, 187, et 193
- [78] CMS Collaboration. Study of W boson production in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. 2014. Cité page 55
- [79] *LEP design report*. CERN, Geneva, 1984. Copies shelved as reports in LEP, PS and SPS libraries. Cité page 57
- [80] S. Schael et al. Precision electroweak measurements on the Z resonance. *Phys.Rept.*, 427:257–454, 2006. [arXiv:hep-ex/0509008](#), [doi:10.1016/j.physrep.2005.12.006](#). Cité page 58
- [81] J. Beringer et al. Review of particle physics. *Phys. Rev. D*, 86:010001, 2012. Cité page 59

- [82] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations, the LEP Electroweak Working Group. Electroweak Measurements in Electron-Positron Collisions at W-Boson-Pair Energies at LEP. *Phys. Rept.*, 532:119, 2013. [arXiv:1302.3415](#).
Cité page 59
- [83] Tevatron Electroweak Working Group. 2012 Update of the Combination of CDF and D0 Results for the Mass of the W Boson. 2012. [arXiv:1204.0042](#).
Cité page 60
- [84] The LEP Electroweak Working Group. Available from: <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
Cité page 60
- [85] Available from: <http://physicslight.wordpress.com/2013/03/11/higgs-boson-discovery/>.
Cité page 63
- [86] *ATLAS detector and physics performance: Technical Design Report, 1*. Technical Design Report ATLAS. CERN, Geneva, 1999. Electronic version not available.
Cité page 63
- [87] Georges Aad et al. Measurement of the Higgs boson mass from the $H \rightarrow \gamma\gamma$ and $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ channels with the ATLAS detector using 25 fb^{-1} of pp collision data. 2014. [arXiv:1406.3827](#).
Cité page 63
- [88] Letter of Intent for the LHCb Upgrade. Technical Report CERN-LHCC-2011-001. LHCC-I-018, CERN, Geneva, Mar 2011.
Cité page 64
- [89] Roel Aaij et al. Measurement of the CP-violating phase ϕ_s in $\bar{B}_s^0 \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ decays. 2014. [arXiv:1405.4140](#).
Cité page 64
- [90] Roel Aaij et al. Study of Υ production and cold nuclear matter effects in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5 \text{ TeV}$. 2014. [arXiv:1405.5152](#).
Cité page 65
- [91] R. Aaij et al. Observation of Z production in proton-lead collisions at LHCb. 2014. [arXiv:1406.2885](#).
Cité page 65
- [92] *ALICE: technical proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC*. LHC Tech. Proposal. CERN, Geneva, 1995.
Cité page 65
- [93] ALICE collaboration, 2014. Available from: <https://indico.cern.ch/event/219436/session/2/contribution/252/material/poster/0.pdf>.
2 citations pages 66 et 191
- [94] *CMS Physics: Technical Design Report Volume 1: Detector Performance and Software*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 2006. There is an error on cover due to a technical problem for some items.
2 citations pages 66 et 72
- [95] Le champ magnétique généré par un solénoïde, 2013. Available from: <http://profs.cmaisonneuve.qc.ca/svezina/nyb/note{ }nyb/>.
Cité page 68
- [96] *The CMS muon project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
Cité page 71
- [97] S. Chatrchyan et al. The CMS experiment at the CERN LHC. *JINST*, 3:S08004, 2008. [doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004](#).
3 citations pages 73, 77, et 78
- [98] V Karimäki, M Mannelli, P Siegrist, H Breuker, A Caner, R Castaldi, K Freudenreich, G Hall, R Horisberger, M Huhtinen, and A Cattai. *The CMS tracker system project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997.
Cité page 74

- [99] *The CMS electromagnetic calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. *Cité page 76*
- [100] Serguei Chatrchyan et al. Measurement of the properties of a Higgs boson in the four-lepton final state. *Phys.Rev.*, D89:092007, 2014. [arXiv:1312.5353](#), [doi:10.1103/PhysRevD.89.092007](#). *Cité page 76*
- [101] Z boson production with the 2011 data in PbPb collisions. Technical Report CMS-PAS-HIN-13-004, CERN, Geneva, 2013. *Cité page 76*
- [102] *The CMS hadron calorimeter project: Technical Design Report*. Technical Design Report CMS. CERN, Geneva, 1997. *Cité page 76*
- [103] Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector. Technical Report CMS-PAS-PFT-10-001, 2010. *Cité page 80*
- [104] CMS Collaboration. Luminosity calibration for the 2013 proton-lead and proton-proton data taking. CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-13-002, CERN, Geneva, 2013. Available from: <http://cds.cern.ch/record/1643269>. *Cité page 87*
- [105] CMS collaboration. CMS Luminosity, public results. Available from: <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/CMSPublic/LumiPublicResults>. *Cité page 88*
- [106] Michael L. Miller, Klaus Reygers, Stephen J. Sanders, and Peter Steinberg. Glauber modeling in high energy nuclear collisions. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 57:205–243, 2007. [arXiv:nuc1-ex/0701025](#), [doi:10.1146/annurev.nucl.57.090506.123020](#). *Cité page 89*
- [107] Serguei Chatrchyan et al. Dependence on pseudorapidity and centrality of charged hadron production in PbPb collisions at a nucleon-nucleon centre-of-mass energy of 2.76 TeV. *JHEP*, 1108:141, 2011. [arXiv:1107.4800](#), [doi:10.1007/JHEP08\(2011\)141](#). *Cité page 89*
- [108] A Tapper and Darin Acosta. CMS Technical Design Report for the Level-1 Trigger Upgrade. Technical Report CERN-LHCC-2013-011. CMS-TDR-12, CERN, Geneva, Jun 2013. Additional contacts: Jeffrey Spalding, Fermilab, Jeffrey.Spalding@cern.ch Didier Contardo, Universite Claude Bernard-Lyon I, didier.claude.contardo@cern.ch. *2 citations pages 91 et 92*
- [109] Charged particle nuclear modification factor and pseudorapidity asymmetry in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV with CMS. Technical Report CMS-PAS-HIN-12-017, CERN, Geneva, 2013. *2 citations pages 94 et 96*
- [110] Tracking and Vertexing Results from First Collisions. Technical Report CMS-PAS-TRK-10-001, CERN, 2010. Geneva, 2010. *Cité page 94*
- [111] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.4 Physics and Manual. *JHEP*, 0605:026, 2006. [arXiv:hep-ph/0603175](#), [doi:10.1088/1126-6708/2006/05/026](#). *Cité page 99*
- [112] Serguei Chatrchyan et al. Study of W boson production in PbPb and pp collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76$ TeV. *Phys.Lett.*, B715:66–87, 2012. [arXiv:1205.6334](#), [doi:10.1016/j.physletb.2012.07.025](#). *Cité page 99*
- [113] I.P. Lokhtin, L.V. Malinina, S.V. Petrushanko, A.M. Snigirev, I. Arsene, et al. Recent developments on HYDJET/PYQUEN event generators and novel jet quenching observables at LHC. *PoS*, HIGH-PTLHC08:002, 2008. [arXiv:0810.2082](#). *Cité page 99*

- [114] S. Agostinelli et al. GEANT4 — A simulation toolkit. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 506:250, 2003. [doi:10.1016/S0168-9002\(03\)01368-8](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(03)01368-8). *Cité page 100*
- [115] Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang. HIJING 1.0: A Monte Carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 83:307, 1994. [arXiv:nuc1-th/9502021](https://arxiv.org/abs/nuc1-th/9502021), [doi:10.1016/0010-4655\(94\)90057-4](https://doi.org/10.1016/0010-4655(94)90057-4). *Cité page 101*
- [116] CMS Collaboration. Study of Z boson production in the muon decay channel in pPb collisions at 5.02 TeV . 2014. [arXiv:CMS-PAS-HIN-14-003](https://arxiv.org/abs/CMS-PAS-HIN-14-003). *2 citations pages 106 et 178*
- [117] Chatrchyan and al. Measurement of the lepton charge asymmetry in inclusive W production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *J. High Energy Phys.*, 04(arXiv:1103.3470. CMS-EWK-10-006. CERN-PH-EP-2011-024):050. 28 p, Mar 2011. *2 citations pages 113 et 116*
- [118] Chatrchyan and al. Studies of dijet pseudorapidity distributions and transverse momentum balance in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}}=5.02$ TeV. *Eur. Phys. J. C*, 74(arXiv:1401.4433. CMS-HIN-13-001. CERN-PH-EP-2013-236):2951. 35 p, Jan 2014. Comments: Replaced with published version. Added the journal reference and DOI. *Cité page 115*
- [119] Particle-Flow Event Reconstruction in CMS and Performance for Jets, Taus, and MET. Technical Report CMS-PAS-PFT-09-001, CERN, 2009. Geneva, Apr 2009. *Cité page 116*
- [120] Vardan Khachatryan et al. Measurements of Inclusive W and Z Cross Sections in pp Collisions at $\sqrt{s}=7$ TeV. *JHEP*, 01:080, 2011. [arXiv:1012.2466](https://arxiv.org/abs/1012.2466). *Cité page 117*
- [121] Cauchy Distribution. Available from: <http://encyclopedia.thefreedictionary.com/Cauchy+distribution>. *Cité page 152*
- [122] Voigtian Distribution. Available from: <http://encyclopedia.thefreedictionary.com/Voigtian+distribution>. *Cité page 153*
- [123] Louis Lyons, Duncan Gibaut, and Peter Clifford. How to Combine Correlated Estimates of a Single Physical Quantity. *Nucl.Instrum.Meth.*, A270:110, 1988. [doi:10.1016/0168-9002\(88\)90018-6](https://doi.org/10.1016/0168-9002(88)90018-6). *Cité page 185*
- [124] Daniel de Florian, Rodolfo Sassot, Marco Stratmann, and Pia Zurita. Global Analysis of Nuclear PDFs. pages 421–424, 2012. [arXiv:1204.3797](https://arxiv.org/abs/1204.3797), [doi:10.3204/DESY-PROC-2012-02/33](https://doi.org/10.3204/DESY-PROC-2012-02/33). *Cité page 190*
- [125] Schienbein et al. Parton distribution function nuclear corrections for charged lepton and neutrino deep inelastic scattering processes. *Phys. Rev. D*, 80:094004, Nov 2009. [doi:10.1103/PhysRevD.80.094004](https://doi.org/10.1103/PhysRevD.80.094004). *Cité page 190*
- [126] ATLAS collaboration. Centrality and rapidity dependence of inclusive jet production in $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV proton-lead collisions with the ATLAS detector . Available from: <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/CONFNOTES/ATLAS-CONF-2014-024/>. *Cité page 195*
- [127] Adam Bzdak, Vladimir Skokov, and Stefan Bathe. Centrality dependence of high energy jets in p+Pb collisions at the LHC. 2014. [arXiv:1408.3156](https://arxiv.org/abs/1408.3156). *Cité page 196*
- [128] Serguei Chatrchyan et al. Studies of dijet transverse momentum balance and pseudorapidity distributions in pPb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 5.02$ TeV. *Eur.Phys.J.*, C74:2951, 2014. [arXiv:1401.4433](https://arxiv.org/abs/1401.4433), [doi:10.1140/epjc/s10052-014-2951-y](https://doi.org/10.1140/epjc/s10052-014-2951-y). *Cité page 196*